SERIE A, N° 3619
N° D'ORDRE : 4491

THÈSES

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

PAUL MUSSET
Ingénieur I.E.G. - G.A.G.

1ère THESE - ETUDE EXPERIMENTALE DES RAPPORTS DE BRANCHEMENT DU Λ° ET DU θ_1°.

2ème THESE - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 19 Décembre 1960 devant la Commission d'examen

MM. AUGER — Président
BERTHELOT, D'ESPAGNAT — Examinateurs

SERIE A, N° 3619
N° D'ORDRE : 4491

THÈSES

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

PAUL MUSSET

Ingénieur I.E.G. - G.A.G.

1ère THESE - ETUDE EXPERIMENTALE DES RAPPORTS DE BRANCHEMENT DU Λ° ET DU θ°_1.

2ème THESE - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 19 Décembre 1960 devant la Commission d'examen

MM. AUGER — Président

BERTHELOT, D'ESPAGNAT — Examinateurs

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553815_0017

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen . . . . . J. PERES

T	G. JULIA	Analyse supérieure et Algèbre supérieure
T	DE BROGLIE	Théories physiques
T	PRENANT	Anatomie et histol. comparées
T	PERES	Mécanique des fluides et applications
T	BARRABE	Géologie struct. et Géologie appliquée
T	BOURCART	Géogr. physique et Géol. dynamique
T	GRASSE	Evolution des êtres organisés
T	PREVOST	Chimie organique
T	BOULIGAND	Application de l'analyse à la Géométrie
T	CHAUDRON	Chimie appliquée
T	WYART	Minéralogie
T	TEISSIER	Zoologie
T	MANGENOT	Biologie végétale
T	P. AUGER	Physique quantique et relativité
T	MONNIER	Physiologie générale
T	PIVETEAU	Paléontologie
T	ROCARD	Physique (E.N.S.)
T	H. CARTAN	Mathématiques (E.N.S.)
T	LAFFITTE	Chimie Générale
T	FAVARD	Géométrie supérieure
T	COULOMB	Physique du Globe
T	Mle COUSIN	Biologie animale (S.P.C.N.)
T	CHRETIEN	Chimie minérale
T	P. DRACH	Zoologie
T	KASTLER	Physique (E.N.S.)
T	EPHRUSSI	Génétique
T	WURMSER	Biologie physico-chimique
T	RIVIERE	Géologie (S.P.C.N.) Orsay
T	GAUTHERET	Biol. Végétale (P.C.B.)
T	LUCAS	Recherches Physiques
T	A. THOMAS	Biol. cellulaire
T	ARNULF	Optique appliquée
T	M. MORAND	Enseignement de Physique
T	SOLEILLET	Physique (P.C.B.)
T	FORTIER	Mécanique expérimentale des fluides
T	DANJON	Astronomie
T	PETIT	Biologie maritime
T	QUENEY	Météorologie et dynamique atmosphérique
T	GALLIEN	Embryologie
T	EICHHORN	Biologie végétale (S.P.C.N.)
T	DE CUGNAC	Biologie végétale (S.P.C.N.)
T	CAUCHOIS	Chimie Physique
T	THELLIER	Physique du Globe
T	L'HERITIER	Génétique
T	GRIVET	Radioélectricité
T	PONCIN	Mécanique générale
T	DUBREIL	Arithmétique et théorie des nombres
T	QUELET	Chimie organique
T	CAGNIARD	Géophysique appliquée
T	CHAMPETIER	Chimie macromolécul.
T	CUVILLIER	Micropaléontologie
T	JUNG	Pétrographie
T	TRILLAT	Microscopie et diffract. électronique

T	WIEMANN	Chimie organique et structurale
T	JACQUINOT	Spectroscopie et physique céleste
T	VASSY	Physique de l'atmosphère
T	DESTOUCHES	Théories physiques
T	PRUVOST	Géologie
T	AMIEL	Chimie générale
T	HOCART	Minéralogie
T	J.P. MATHIEU	Physique (Orsay)
T	COUTEAUX	Biol. animale (P.C.B.)
T	MAY	Zoologie (Orsay)
T	CHOQUET	Théor. des fonctions et Topologie
T	FELDMANN	Biol. végétale marine
T	GUINIER	Physique des Solides
T	JOST	Physiologie comparée
T	FORTET	Calcul des prob. et physique mathématique
T	SCHWARTZ	Calc. diff. et Intégr.
T	CHOUARD	Physiologie végétale
T	MALAVARD	Aviation
T	BRELOT	Calcul différentiel
T	NORMANT	Synthèse organique
T	BENARD	Chimie minérale
T	BUVAT	Botanique (E.N.S.)
T	DUGUE	Statistiques mathém.
T	GELOSO	Chimie S.P.C.N.)
T	SOULAIRAC	Psychophysiologie
T	ULRICH	Physiologie végétale
T	MARECHAL	Optique théorique et appliquée
T	KIRRMANN	Théories chimiques
T	CHADEFAUD	Botanique
T	Mle LE BRETON	Physiol. générale
T	SALEM	Mathématiques générales
T	LELONG	Mathématiques générales
T	DEVILLERS	Anatomie et Histol. comparées
T	EHRESMANN	Topologie algébrique
T	FRANÇON	Physique (S.P.C.N.)
T	GLANGEAUD	Géogr. physique et Géologie dynamique
T	GODEMENT	Mathématiques (M.G.P.)
T	PISOT	Techniques mathém. de la Physique
T	ROCH E.	Géologie
T	SCHATZMANN	Astrophysique
T	TERMIER	Paléontologie stratigraphique
T	ZAMANSKY	Mathématiques générales
T	LENNUIER	Physique (M.G.P.)
T	RIZET	Génétique
T	ROUTHIER	Géologie appliquée
T	Mme TONNELAT	Physique théorique
T	DIXMIER	Mathématiques (M.P.C.)
T	SOUCHAY	Chimie générale
T	AIGRAIN	Electrotechn. générale
	BRUSSET	Chimie minérale
T	M. LEVY	Physique théorique des hautes énergies
	Mme CHAIX	Chimie biologique
	Mme HUREL-PY	Biol. vég. (P.C.B.)
	PIAUX	Chimie (M.P.C.)
T	BRUN	Mécanique expér. des Fluides
T	LEDERER	Chimie biologique
T	Mme DUBREIL	Mathématiques
T	Mme LELONG	Mathématiques (E.N.S.)
T	BELLAIR	Géologie (S.P.C.N.)
T	COTTE	Physique (Orsay)
T	DUBOIS J.E.	Chimie organique
	LAMOTTE	Zoologie (E.N.S.)
T	MICHEL André	Chimie (S.P.C.N.)
T	OLMER	Energétique G^{le}
T	ROUAULT	Physique générale
T	GAUTHIER	Mécanique appliquée
T	BARCHEWITZ	Chimie Physique
T	BROSSEL	Physique atomique

	BUSER	Physiologie comparée
	CAMUS	Physiologie végétale (3ème Cycle)
	CASTAING	Physique générale
	CURIEN	Minéralogie et cristallographie
T	MOYSE	Physiologie végétale (Orsay)
	PANNETIER	Chimie (S.P.C.N.)
T	POSSOMPES	Zoologie
	PULLMANN	Chimie théorique
	TEILLAC	Physique nucléaire et radioactivité
	TONNELAT	Biologie physico-chimique
T	VILLE	Econométrie
	WILLEMART	Chimie (P.C.B.)
	DODE	Chimie (S.P.C.N.) Orsay
T	FREYMANN	Physique générale
T	GUINOCHET	Biologie végétale (Orsay)
T	ROLLET	Chimie (P.C.B.)
T	Mle JOSIEN	Chimie (P.C.B.)
T	CHEVALLEY	Géométrie algébrique et théorie des groupes
T	ARNOULT	Electronique
T	CHAPELLE	Physique (M.P.C.) (Orsay)
T	DELANGE	Mathématiques (Orsay)
T	DENY	Mathématiques (M.G.P.)
T	GERMAIN	Mécanique théorique des fluides
T	LUCAS G.	Géologique
	ALLARD	Chimie Physique
	BERTHELOT	Physique Nucléaire et Radioactivité
	BRICARD	Météorologie et Physique de l'Atmosphère
T	Mme ALBE-FESSARD	Psychophysiol.
	FRIEDEL	Physique des Solides
	M. JULIA	Etude des molécules organiques complexes
	LENDER	Biologie Animale (S.P.C.N.) (Orsay)
	MAGAT	Physico-chimie des Rayonnements
T	Mle QUINTIN	Electrochimie
T	MONOD	Chimie du métabolisme
T	BENOIT	Physiologie animale
T	DE POSSEL	Analyse numérique
T	CHARLOT	Chimie analytique
T	HAISSINSKY	Radiochimie
T	LEMEE	Physiologie B.M.P.V.
T	GUERIN	Chimie M.P.C.
	CHATELET M	Chimie (S.P.C.N.)
	JEAN	Physique Nucléaire et Radioactivité
	MATTLER	Physique (S.P.C.N.)
	MICHEL (Louis)	Physique théorique des hautes énergies
	RUMPF	Chimie (P.C.B.)
	BERGERARD	Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	Electronique
	BOUISSIERES	Chimie des Radioéléments
	Mme COUTURE	Physique (P.C.B.)
	ELLENBERGER	Géologie Structurale et Géologie appliquée
	FRANC	Biologie animale
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	Physiologie générale
	ACHER	Chimie Biologique (Orsay)
	BAUDOIN	Biologie animale (P.C.B.)
	BEAUMONT	Biologie animale (S.P.C.N.)
	BLAMONT	Géophysique Ionosphère
	BOURREAU	Biologie végétale (S.P.C.N. (Orsay)
	CURIE D.	Physique (M.G.P.)
	DURAND-DELGA	Géologie
	FREON	Chimie (P.C.B.)
	HELLER	Physiologie végétale
	TORTRAT	Calcul des Probabilités
	CAILLEUX	Géologie (S.P.C.N.)
	MAGNAN	Physique (M.P.C.)
	DAUDEL	Mécanique Ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la Physique Nucléaire
	Mle FOURCROY	Biologie végétale (S.P.C.N.)
T	PLANTEFOL	Botanique

Secrétaire Général : **R. POULLAIN**

INTRODUCTION

Les premières observations des hypérons Λ^o et des mésons θ_1^o ont été faites à la Chambre de Wilson. On les observait alors sous leurs modes de désintégration chargés :

$$\Lambda^o \rightarrow \pi^- + p \qquad\qquad \theta_1^o \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

Les modes de désintégration neutres correspondants ont pu être observés à la Chambre à bulles :

$$\Lambda^o \rightarrow \pi^o + n \qquad\qquad \theta_1^o \rightarrow \pi^o + \pi^o$$

Les valeurs théoriques des rapports de branchement :

$$B_\Lambda = \frac{W(\Lambda^o \rightarrow n + \pi^o)}{W(\Lambda^o \rightarrow n + \pi^o) + W(\Lambda^o \rightarrow p + \pi^-)}$$

$$B_\theta = \frac{W(\theta_1^o \rightarrow \pi^o + \pi^o)}{W(\theta_1^o \rightarrow \pi^o + \pi^o) + W(\theta_1^o \rightarrow \pi^+ + \pi^-)}$$

peuvent être déduites de la loi de sélection du spin isotopique $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$.

$$B_\Lambda = 1/3 \qquad\qquad B_\theta = 1/3$$

Des mesures de ces rapports de branchement ont déjà été faites, en utilisant deux méthodes :

La méthode de mesure indirecte opère par différence et consiste à compter le nombre total des désintégrations et le nombre des désintégrations en mode chargé.

La méthode de mesure directe consiste à compter le nombre des désintégrations en mode chargé et le nombre des désintégrations en mode neutre, en détectant dans ces dernières les rayons γ de désintégration des π^o.

Les premières mesures des rapports de branchement semblaient donner des résultats différents suivant la méthode employée, certains étant en désaccord avec la loi $|\overline{\Delta I}| = 1/2$.

Nous avons mesuré les rapports de branchement par la méthode directe, en cherchant à éviter les erreurs systématiques.

Nous avons utilisé pour cela les productions associées de Λ^o et de θ^o par un faisceau de π^- de 1,12 Gev/c, dans une chambre à bulles de 20 litres, emplie d'un mélange de propane et d'iodure de méthyle. Dans ce milieu, la probabilité de matérialisation des γ est élevée, et il est donc possible de détecter les modes neutres avec une bonne efficacité.

La première partie de ce travail traite des questions théoriques.

Dans la deuxième partie, nous exposons les techniques expérimentales et les méthodes de mesure employées.

La troisième partie est consacrée à l'analyse des résultats. Nous indiquons les corrections à apporter sur le nombre d'évènements ; en particulier nous calculons l'efficacité de détection du mode neutre. Enfin, les valeurs obtenues sont comparées aux autres résultats expérimentaux et aux valeurs théoriques.

CHAPITRE I

LOIS DE SELECTION DU SPIN ISOTOPIQUE

Dans ce chapitre, nous rappelerons d'abord les notions de spin isotopique et d'étrangeté. Nous exposerons le calcul des rapports de branchement dans l'hypothèse de la loi $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$. Nous examinerons ensuite les conséquences sur le rapport de branchement du θ_1^o d'une faible contribution $|\overrightarrow{\Delta I}| = 3/2$ qui peut rendre compte de la désintégration du θ^+ en 2π. Enfin, nous donnerons un aperçu des théories qui peuvent expliquer la limitation des transitions à ces deux valeurs :

$$|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2, \quad |\overrightarrow{\Delta I}| = 3/2.$$

I - EXTENSION DU FORMALISME DU SPIN ISOTOPIQUE AUX PARTICULES ETRANGES

On sait que les forces nucléaires, qui sont responsables des interactions fortes, sont indépendantes par rapport à la charge. Il est donc possible de représenter une particule qui a des interactions fortes, par exemple, un proton, comme un état particulier d'une particule : le nucléon. Les différents états de charge possibles de la particule (neutron et proton) sont alors considérés comme deux états dégénérés du même état fondamental, le nucléon, cette dégénérescence étant due aux interactions électromagnétiques.

Ce formalisme s'étend à un système de particules. La charge Q est reliée à la 3ème composante I_3 du spin isotopique $|\overrightarrow{I}|$ par l'égalité :

$$Q = I_3 + C$$

où C est une constante pour un multiplet de charge et représente le déplacement du centre de charge du multiplet.

Pour un système de π et de nucléons :

$$C = \frac{n}{2}$$

où n = nombre de nucléons - nombre d'antinucléons.

On peut généraliser ce formalisme aux multiplets de charge que constituent les particules étranges, à condition d'écrire :

$$C = \frac{n}{2} + \frac{S}{2}$$

où S est l'étrangeté.

La désintégration des particules étranges suit la loi :

$$|\Delta S| = |S_{final} - S_{initial}| = 1$$

Pour que la charge soit conservée, il faut que $|\Delta I_3| = 1/2$. Cette règle a été vérifiée expérimentalement et l'on n'a jamais observé de processus dans lesquels $|\Delta S| = 2$.

Notons que ces processus ne sont pas strictement interdits par la règle $|\Delta S| = 1$, mais, étant du second ordre, ils sont négligeables.

La règle $|\Delta S| = 1$, ou $|\Delta I_3| = 1/2$, permet les désintégrations du Λ^o et du θ_1^o, selon les modes suivants :

$$\begin{cases} \Lambda^o & (S = -1) \quad p + \pi^- \ (S = O) \text{ mode chargé} \\ \Lambda^o & (S = -1) \quad n + \pi^o \ (S = O) \text{ mode neutre} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \theta_1^o & (S = \pm 1) \quad \pi^- + \pi^+ \ (S = O) \text{ mode chargé} \\ \theta_1^o & (S = \pm 1) \quad \pi^o + \pi^o \ (S = O) \text{ mode neutre} \end{cases}$$

Cependant, cette règle ne donne pas d'indications sur les rapports de branchement, c'est-à-dire sur les fréquences relatives des différents modes de désintégration.

2 - LOI DE SELECTION $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$.

Si l'on veut expliquer les rapports de branchement on doit rechercher une autre loi à laquelle obéisse la désintégration.

Une possibilité est de considérer la loi $|\Delta I_3| = 1/2$ comme résultant d'une loi plus générale gouvernant la transformation du spin isotopique.

La loi suivante a été proposée en 1957 par Gell Mann et Païs (Réf. 4) :

Le changement vectoriel du spin isotopique total a pour module 1/2.

Cette loi s'écrit $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$.

Cette loi permet de nombreuses prédictions dont la plupart sont confirmées. Elle ne s'applique évidemment qu'aux désintégrations non leptoniques, puisqu'on ne peut définir le spin isotopique des leptons, qui n'ont pas d'interactions fortes. Nous nous restreindrons ici, à examiner les conséquences de cette loi dans les désintégrations du Λ^o et du θ_1^o

a) Rapport de branchement du Λ^o

Le système initial (Λ^o) est dans l'état $|\vec{I}| = 0$; le système final (méson π, nucléon) peut être dans un état $|\vec{I}| = 1/2$ ou $|\vec{I}| = 3/2$. La loi $|\vec{\Delta I}| = 1/2$ interdit le deuxième et dans ce cas, on peut calculer les coefficients de Cloebsh-Gordan (réf. 5) pour les états $|\pi^- p>$ et $|\pi^o n>$, en considérant la combinaison de 2 spins isotopiques 1 (méson π) et 1/2 (nucléon) pour donner un spin isotopique total 1/2.

$$|\Psi_{final}> = -\sqrt{\tfrac{2}{3}}\,|\pi^- p> - \sqrt{\tfrac{1}{3}}\,|\pi^o n>$$

Les taux de désintégration étant proportionnels aux carrés des amplitudes, on en déduit le rapport de branchement :

$$B_{\Lambda^o} = \frac{\pi^o n}{(\pi^o n) + (\pi^- p)} = \frac{1}{3}$$

b) Rapport de branchement du θ_1^o

Le système initial (θ_1^o) est dans l'état $|\vec{I}| = 1/2$; le système final (méson π, méson π) peut être dans un état $|\vec{I}| = 0$; $|\vec{I}| = 1$ ou $|\vec{I}| = 2$. Mais le système final constitue un système de bosons dont la fonction d'onde totale doit être symétrique. Or, la valeur la plus probable du spin du méson θ est 0, la valeur du spin du méson π étant 0, le système final se trouve donc dans un état de moment angulaire total L = 0 (état S). La fonction d'onde de l'état S étant symétrique, la fonction d'onde de spin isotopique doit donc également être symétrique.

Ceci exclut l'état $|\vec{I}| = 1$.

La loi $|\vec{\Delta I}| = 1/2$ exclut l'état $|\vec{I}| = 2$.

On peut alors calculer les coefficients de Cloebsh-Gordan (Réf. 5) pour les états $|\pi^- \pi^+>$, $|\pi^+ \pi^->$ et $|\pi^o \pi^o>$, en considérant la combinaison des 2 spins isotopiques 1 des mésons π pour donner un spin isotopique total 0 :

$$|\Psi_{final}> = \sqrt{\tfrac{1}{3}}\,|\pi^+ \pi^-> + \sqrt{\tfrac{1}{3}}\,|\pi^o \pi^o> + \sqrt{\tfrac{1}{3}}\,|\pi^- \pi^+>$$

on en déduit le rapport de branchement :

$$B_{\theta_1^0} = \frac{\pi^0 \pi^0}{\pi^0 \pi^0 + \pi^\pm \pi^\mp} = \frac{1}{3}$$

3 - DESINTEGRATION DU θ^+ ET CONTRIBUTION DE L'AMPLITUDE $|\overrightarrow{I}| = 3/2$.

La principale difficulté rencontrée dans l'application de la loi $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$ est la désintégration du θ^+

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

qui a été observée expérimentalement avec un taux de désintégration (Réf. 6) :

$$\Gamma_+ = 2.10^7 \ S^{-1}$$

le taux de désintégration du θ_1^0 étant :

$$\Gamma_0 = 1.10^{10} \ S^{-1}$$

Pour les mêmes raisons que dans le cas du θ_1^0 les états finals $|\overrightarrow{I}| = 1$ et $|\overrightarrow{I}| = 2$ sont exclus. L'état $|\overrightarrow{I}| = 0$ ne peut exister puisque $I_3 = 0$.

Cette désintégration est donc interdite par la loi $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$. Pour rendre compte du résultat expérimental qui implique un état final $|\overrightarrow{I}| = 2$, examinons les conséquences d'un changement $|\overrightarrow{\Delta I}| = 3/2$ dans la désintégration. Le rapport des taux de désintégration $\frac{\Gamma_+}{\Gamma_0} = \frac{1}{500}$ permet de penser que la contribution $|\overrightarrow{\Delta I}| = 3/2$ est faible.

Calculons les taux de désintégration dans l'hypothèse où l'amplitude de la transition 3/2 est la même pour le θ^+ et pour le θ^0. Afin d'opérer sur des états purs de I_3, (ce qui n'est pas le cas du θ_1^0) on écrira :

$$|\theta^0\rangle = \frac{|\theta_1^0\rangle + |\theta_2^0\rangle}{\sqrt{2}}$$

or, seul le $\theta^0{}_1$ se désintègre en 2π (état propre de PC = +1), donc :

$$\Gamma(\theta^0) = \frac{1}{2}\Gamma(\theta_1^0)$$

On peut écrire d'une manière générale la désintégration en 2π des mésons θ :

$$\langle 2\pi \parallel H \parallel \theta \rangle$$

L'opérateur H peut être décomposé en 2 parties H_1 et H_3 correspondant respectivement à $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$ et $|\overrightarrow{\Delta I}| = 3/2$, et conduisant respectivement aux états finals $|\overrightarrow{I}| = 0$ et $|\overrightarrow{I}| = 2$.

Définissons par :

I et M : le spin isotopique total de l'état final et sa 3ème composante -
i et m : " " " de l'état initial (θ) " "
ΔI et ΔM : " " " du spurion " "

Le spurion (Réf. 7) représente le spin isotopique apporté par l'interaction.

La projection sur les états $|IM>$ s'écrit :

$$\sum_{IM} <2\pi|IM><IM\|H^{\Delta I}_{\Delta M}\|\theta^{i}_{m}>$$

et en utilisant le théorème de Wigner-Eckart (Réf. 8) nous écrirons l'élément de matrice :

$$<IM\|H^{\Delta I}_{\Delta M}\|\theta^{i}_{m}> = \frac{1}{\sqrt{2I+1}}<i,\Delta I;m,\Delta M|IM><I\|H^{\Delta I}_{\Delta M}\|i>$$

Pour les deux transitions envisagées on définit :

$$\begin{cases} I = 1/2 \\ I = 0 \end{cases} \qquad A_1 = \frac{1}{\sqrt{1}}<0\|H^{1/2}_{1/2}\|1/2>$$

$$\begin{cases} I = 3/2 \\ I = 2 \end{cases} \qquad A_3 = \frac{1}{\sqrt{5}}<2\|H^{3/2}_{1/2}\|1/2>$$

On peut alors calculer les amplitudes de transitions :

a) Mode neutre du θ^0_1

$$<\pi^o\pi^o\|H\|\theta^o_1> = a^{oo} = \sqrt{2}<\pi^o\pi^o\|H\|\theta^o>$$

$$= \sqrt{2}<11,00|00><1/2\ 1/2, -1/2\ 1/2>|00>A_1$$

$$+\sqrt{2}<11,00|20><1/2\ 3/2, -1/2\ \ 1/2|20>A_3$$

$$a^{oo} = \sqrt{\tfrac{1}{3}}A_1 + \sqrt{\tfrac{2}{3}}A_3$$

b) Mode chargé du θ^0_1

$$<\pi^+\pi^-\|H\|\theta^0_1> = a^{+-} = \sqrt{2}<\pi^+\pi^-\|H\|\theta^o>$$

$$= \sqrt{2}<11,1\text{-}1|00><1/2\ 1/2, -1/2\ 1/2|00>A_1$$

$$+\sqrt{2}<11,1\text{-}1|00><1/2\ 3/2, -1/2\ 1/2|00>A_3$$

$$a^{+-} = -\sqrt{\tfrac{1}{3}}A_1 + \sqrt{\tfrac{1}{6}}A_3$$

et de même :

$$\langle \pi^- \pi^+ \| H \| \theta_1^\circ \rangle = a^{-+} = -\sqrt{\frac{1}{3}} A_1 + \sqrt{\frac{1}{6}} A_3$$

c) Désintégrations du θ^+

$$\langle \pi^+ \pi^\circ \| H \| \theta^+ \rangle = a^{+\circ} = \langle 11,10 \mid 21 \rangle \langle 1/2\ 3/2,\ 1/2\ 1/2 \mid 21 \rangle A_3$$

$$a^{+\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{3}{4}} A_3$$

et de même :

$$\langle \pi^\circ \pi^+ \| H \| \theta^+ \rangle = a^{\circ +} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{3}{4}} A_3$$

Les taux de désintégrations étant proportionnels aux carrés des amplitudes :

$$\frac{\Gamma_+}{\Gamma_\circ} = \frac{|a^{\circ +}|^2 + |a^{+\circ}|^2}{|a^{\circ\circ}|^2 + |a^{+-}|^2 + |a^{-+}|^2} = \frac{3}{4} \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2 + |A_3|^2}$$

$$B_\theta = \frac{|a^{\circ\circ}|^2}{|a^{\circ\circ}|^2 + |a^{+-}|^2 + |a^{-+}|^2} = \frac{1}{3} \frac{|A_1 + \sqrt{2} A_3|^2}{|A_1|^2 + |A_3|^2}$$

$$B_\theta = \frac{|A_1|^2 + 2|A_3|^2 + 2\sqrt{2}\, |A_1 \| A_3| \cos \varphi}{|A_1|^2 + |A_3|^2}$$

On voit que dans l'expression de B_θ intervient la phase φ entre A_1 et A_3. On ne sait rien de cette phase, si ce n'est que, dans l'hypothèse de la conservation de CP, elle est égale à la différence des déphasages dans la diffusion de deux mésons π dans les états $|\vec{I}| = 0$ et $|\vec{I}| = 2$, l'énergie dans le c.d.m. de la diffusion étant égale à l'énergie dans le c.d.m. de la désintégration. Il reste cependant possible de fixer deux limites à B_θ.

$$B_\theta = \frac{1}{3} \frac{|A_1|^2 + 2|A_3|^2 \pm 2\sqrt{2}\, |A_1 \| A_3|}{|A_1|^2 + |A_3|^2}$$

En tirant la valeur de $|A_3|$ du rapport $\frac{\Gamma_+}{\Gamma_\circ} = \frac{1}{500}$, il vient

$$0,286 < B_\theta < 0,383$$

La masse du π^o ($m_o = 136,1$) étant légèrement différente de la masse du π chargé ($m_+ = 139,6$), on calcule la correction d'espace des phases (Réf. 9). La densité des états finals :

$$\frac{dN}{dW} = \frac{p^2}{2\pi^2 \hbar^3 (\beta_1 + \beta_2)}$$

où p est le moment, β_1 et β_2 les vitesses des mésons π dans le centre de masse, est ici simplement proportionnelle à $\frac{p^2}{E} = pE$, soit à p.

La correction à apporter sur $\frac{B_\theta}{1 - B_\theta}$ est donc de $\frac{p^o}{p^\pm}$ (1)

Il en résulte pour B_θ :

$$\boxed{0,289 < B_\theta < 0,386}$$

Il faut remarquer ici, que partant de l'état $|\vec{I}| = 1/2$ pour arriver à l'état $|\vec{I}| = 2$, il est encore possible d'envisager les transitions $|\vec{\Delta I}| = 5/2$. On peut encore calculer B_θ (Réf. 24) dans cette hypothèse mais ceci nécessite deux nouveaux paramètres qui sont l'amplitude et la phase de la transition $|\vec{\Delta I}| = 5/2$. Nous remarquerons d'une part que les précisions expérimentales ne permettent pas de tirer de conclusion quant à la présence de $|\vec{\Delta I}| = 5/2$. D'autre part, la violation de la loi $|\vec{\Delta I}| = 1/2$ peut être due à deux causes :

- corrections électromagnétiques, dans ce cas les amplitudes $|\vec{\Delta I}| = 1/2$ et $|\vec{\Delta I}| = 3/2$ peuvent être comparables. Il semble que ces corrections soient trop faibles (de l'ordre de α^2) pour expliquer le taux de désintégration du θ^+
- violation de la loi $|\vec{\Delta I}| = 1/2$ par les interactions faibles. Dans ce cas, il est possible que la contribution $|\vec{\Delta I}| = 5/2$ soit faible par rapport à la contribution $|\vec{\Delta I}| = 3/2$, puisqu'il existe une loi approchée de sélection du spin isotopique $|\vec{\Delta I}| = 1/2$.

4 - BASES THEORIQUES DES LOIS DE SELECTION DU SPIN ISOTOPIQUE

La loi de sélection $|\vec{\Delta I}| = 1/2$, ainsi que l'analyse de la désintégration des mésons θ en amplitudes $|\vec{\Delta I}| = 1/2, 3/2$ (Réf. 4, 28, 31), ont d'abord été conçues d'un point de vue phénoménologique. Plusieurs auteurs ont ensuite tenté de déduire ces lois d'une formulation générale des interactions faibles ou d'une analyse généralisée des propriétés d'invariance dans l'espace du spin isotopique.

Note - (1) La correction d'espace des phases pour le rapport de branchement du Λ^o donne, dans l'hypothèse $|\vec{\Delta I}| = 1/2$:

$$B_\Lambda = 0,335$$

a) Théorie de Feynman et Gell-Mann.

R.P. Feynman et M. Gell-Mann (Réf. 26) ont recherché une forme "universelle" pour toutes les interactions faibles. Ces auteurs remarquent que les couples de particules $e\nu$ et $\mu\nu$ interviennent toujours simultanément dans les interactions observées, tandis que des processus tels que $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$ sont interdits.

Ils écrivent le Lagrangien d'interaction sous la forme d'un produit de deux "courants faibles" chargés.

$$L = JJ^+ + \text{h.c.}$$

$$J = J_a^e + J_a^\mu + J_a^1 + J_a^2 \quad \text{où}$$

$J_a^e = (\bar{\nu}\, e^-)$ est le courant électronique

$J_a^\mu = (\bar{\nu}\, \mu^-)$ est le courant muonique

$J_a^1 = (V_a^1 - A_a^1)$ est le courant sans changement d'étrangeté

$J_a^2 = (V_a^2 - A_a^2)$ est le courant avec changement d'étrangeté

De même que l'on peut rendre compte de la désintégration du neutron :

$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ $\qquad L_{\text{désint.n}} = J_a^1 J_a^{e+} = (\bar{n}\, p)\ (\bar{\nu}\, e^-)^+$

on rendra compte de la désintégration du Λ :

$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$
(ou $n + \pi^\circ$) $\qquad L_{\text{désint.}\Lambda} = J_a^2 J_a^{1+} = (\bar{\Lambda}\, p)\ (\bar{p}\, n)^+$

L'interaction virtuelle : $\Lambda \rightarrow p + \bar{p} + n$

étant suivie de l'interaction forte $\bar{p} + n \rightarrow \pi^-$ (ou $p + \bar{p} \rightarrow \pi^\circ$).

Les auteurs supposent l'existence des règles :

$$|\delta S| = 1 \qquad \text{et} \qquad \frac{\delta S}{\delta Q} = 1$$

pour le courant J_a^2, ce qui assure les lois :

$$|\Delta S| = 1 \qquad \text{et} \qquad |\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2,\ 3/2$$

b) Hypothèse de Okubo, Marshak, Sudarshan, Teutsh, et Weinberg

Ces auteurs (Réf. 24) font les hypothèses supplémentaires suivantes :

- Le courant J_a^2 se transforme comme un isospineur
- Le courant J_a^1 se transforme comme un isovecteur

Ces hypothèses conduisent à la loi $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$ pour les désintégrations leptoniques des particules étranges à condition de supposer que le

spin isotopique et l'étrangeté des leptons soient nuls, et l'on peut alors calculer les taux des désintégrations leptoniques.

Mais, dans les désintégrations non leptoniques, les deux amplitudes $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$, $|\overrightarrow{\Delta I}| = 3/2$ sont présentes.

a) Hypothèse de Treiman

Afin de retrouver une loi $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$ pure, Treiman (Réf. 29) introduit des courants neutres en addition aux courants chargés. Il émet les hypothèses suivantes :

- Le courant J_a^1 forme un isovecteur
- Le courant J_a^2 forme un isospineur
- La partie du Lagrangien L décrivant les interactions avec changement d'étrangeté se transforme comme un isospineur. Cette dernière propriété entraîne la règle $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$ aussi bien pour les désintégrations non leptoniques que pour les désintégrations leptoniques.

Au moyen de certaines hypothèses, nous voyons qu'il est possible de rendre compte soit de la loi $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$ soit de la loi $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$, 3/2. Cependant, dans ce dernier cas, la prépondérance des transitions $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$ n'apparaît pas clairement : il faudrait supposer que certains courants sont plus "forts" que d'autres.

d) Théorie de d'Espagnat, Prentki et Salam

Dans cette théorie (Réf. 31), on a tenté de remplacer une règle de violation du spin isotopique (la règle $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$) par une loi de conservation. Ce résultat est obtenu à partir d'un formalisme du spin isotopique quadridimensionnel, qui est le schéma de Salam et Polkinghorne, dans lequel les baryons N et Ξ montrent une dégénérescence pour des interactions dites très fortes; cette dégénérescence est levée par des interactions "moyennement fortes".

En postulant l'invariance des interactions faibles dans un sous espace à 3 dimensions de cet espace quadridimensionnel, appelé par ces auteurs "espace $\vec{M}$" la conservation de $\vec{M}^2$ équivaut à la loi $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$. La théorie peut d'ailleurs prévoir une faible violation de la loi $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$ due aux interactions moyennement fortes; on retrouve ainsi les limitations $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2, 3/2$, la composante 3/2 due aux interactions moyennement fortes étant plus faible, les transitions $|\overrightarrow{\Delta I}| = 5/2$ étant interdites.

En résumé, plusieurs hypothèses basées sur la théorie des interactions faibles de Feynman et Gell-Mann permettent de rendre compte soit de la loi $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$, soit de la loi $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2, 3/2$. Cependant dans ce dernier cas, la prépondérance des transitions $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$ ne s'explique pas aisément.

Dans la théorie de d'Espagnat, Prentki et Salam, une loi de conservation équivaut à la loi $|\overrightarrow{\Delta_1}| = 1/2$, et la théorie peut prévoir une faible contribution $|\overrightarrow{\Delta I}| = 3/2$.

DEUXIEME PARTIE

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET METHODES DE MESURE

Nous analyserons d'abord les résultats expérimentaux antérieurs à notre travail au chapitre II. Les chapitres III et IV décriront le dispositif expérimental : Chambre à bulles et Faisceau de π^-. Dans le chapitre V seront exposées les méthodes de recherche des évènements dans les photographies (dépouillement) et les principes de sélection des évènements. Enfin le chapitre VI indiquera le principe des mesures effectuées sur les évènements ainsi sélectionnés.

CHAPITRE II

METHODES DE MESURES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX ANTERIEURS

I - METHODES DE MESURES

Considérons les deux modes de désintégrations du θ_1°.

$$\begin{cases} \theta_1^\circ \rightarrow \pi^\circ + \pi^\circ & \text{mode neutre} \\ \theta_1^\circ \rightarrow \pi^+ + \pi^- & \text{mode chargé} \end{cases}$$

Dans les expériences déjà effectuées, la source de θ_1° est constituée par des réactions du type :

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^\circ + \theta^\circ$$

En se plaçant assez près de la source, on n'observe que la composante θ_1°, la composante θ_2° ayant une vie moyenne 600 fois plus grande que celle du θ_1°.

$$\begin{cases} \tau\theta_1^\circ = 1{,}00 \pm 0{,}04 \ 10^{-10} \text{ s.} & \text{(Réf. 6)} \\ \tau\theta_2^\circ = 6{,}1 \pm \dfrac{1{,}6}{1{,}1} \ 10^{-8} \text{ s.} & \text{"} \end{cases}$$

On exige l'identification du Λ°, émis dans la réaction, observé sous son mode chargé de désintégration :

Le Λ° constitue alors la "signature" d'un θ°, puisque les deux particules doivent nécessairement être émises simultanément, d'après la loi de conservation de l'étrangeté dans les interactions fortes.

a) Méthode par différence (ou méthode indirecte)

Etant donné un lot d'évènements dans lesquels le Λ° est identifié on compare le nombre d'évènements m_1 dans lesquels on observe la désintégration du θ_1° suivant le mode chargé, au nombre d'évènements m_2 où l'on n'observe pas cette désintégration. La quantité physique mesurée par cette méthode est donc le rapport :

$$R_\theta = \frac{\pi^+ \pi^-}{\text{tous } \theta^\circ}$$

Si η_θ est la probabilité d'observation du θ_1°, dans les conditions de la mesure, R_θ est donné par

$$R_\theta = \frac{m_1}{\eta_\theta (m_1 + m_2)}$$

b) Méthode directe

Le θ_1° se desintègre suivant le mode neutre en $2\pi^\circ$. Chacun de ces π° se désintègre, quasi instantanément ($\tau_{\pi^\circ} \simeq 10^{-15}$ s) en 2 rayons γ. Il est possible de détecter le mode neutre en observant la matérialisation de ces γ dans la matière.

Etant donné un lot d'évènements dans lesquels le Λ° est identifié on compare le nombre d'évènements n_1 dans lesquels on observe la désintégration du θ_1° suivant le mode chargé au nombre d'évènements n_2 dans lesquels on observe la désintégration suivant le mode neutre.

Si ϵ_θ est la probabilité d'observation du mode neutre, η_θ étant défini comme ci-dessus, B_θ est donné par :

$$B_\theta = \eta_\theta \frac{n_2}{\eta_\theta (n_2 + \epsilon_\theta n_1)}$$

$$B_\theta = \frac{n_2}{n_2 + \epsilon_\theta n_1}$$

La valeur de R_θ peut être reliée à celle de B_θ dans les hypothèses suivantes :

a) la probabilité d'observation η_θ est parfaitement connue.

b) le rapport $\frac{\theta_1^\circ}{\theta_2^\circ}$ est parfaitement connu et est égal à 1.

c) Il n'existe pas d'autres modes de désintégrations du θ_1° que ceux en deux mésons π.

La relation est alors :

$$\boxed{B_\theta = 1 - 2 R_\theta}$$

2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

a) Rapport de branchement du θ_1°

Les résultats expérimentaux connus au moment où nous avons commencé notre expérience sont résumés dans le tableau suivant :

Quantité mesurée	Auteurs - Origine	Résultats	Nbre évèn. neutres	Valeur de $B\theta^\circ$ correspondante
$B_\theta(1)$	F. EISLER, Columbia (Réf.20)	0,14 ±0,06	7	0,14 ±0,06
$B_\theta(2)$	E. BOLDT M.I.T. (Réf.21)	0,06	1	0,06
$B_\theta(3)$	F.S. CRAWFORD, Berkeley (Réf.22)	0,27 ±0,11	3	0,27 ±0,11
$R_\theta(4)$	F. EISLER (Réf.20)	0,42 ±0,05		0,16 ±0,10
$R_\theta(5)$	F.S. CRAWFORD, Berkeley (Réf.22)	0,339±0,020		0,322±0,040

Nous avons utilisé les hypothèses a), b), et c) dans les deux dernières lignes du tableau.

DISCUSSION DES RESULTATS

Il existe entre les deux résultats les plus précis (1) et (5) une grande différence : la valeur de B fournie par la méthode directe est nettement inférieure à celle fournie par la méthode indirecte. Cette différence peut être interprétée de plusieurs manières :

1) il y a une grande fluctuation statistique dans une des deux mesures (1) et (5).

2) Une ou plusieurs des trois hypothèses a) b) et c) sont fausses.

3) La probabilité ϵ_θ a été surestimée dans la mesure (1). En effet dans cette mesure, ϵ_θ a été seulement évalué en prenant un "évènement moyen". Nous verrons au chapitre VII que ce point est important, et comment il est possible de résoudre le problème d'une manière plus précise en particulier en tenant compte des variations de la géométrie suivant les différents évènements et de la variation de la probabilité de matérialisation en fonction de l'énergie des γ.

La méthode directe implique un nombre plus restreint d'hypothèses :

- Il n'y a pas de désintégration du θ_1° suivant un mode neutre qui produise des rayons γ. Ex. : $\theta_1^\circ \rightarrow \pi^\circ + \pi^\circ + \gamma$. (Celles-ci seraient dues aux corrections électro-magnétiques).

- Il n'y a pas de désintégration du θ_1° en 3π. Celle-ci est interdite par la conservation de CP, la parité de l'état final des 3π étant -1, CP $= -1$ pour l'état final, or CP $(\theta_1^\circ) = +1$

Par contre la méthode directe ne nécessite pas d'hypothèses sur :

- le rapport $\frac{\theta_1^\circ}{\theta_2^\circ}$
- la probabilité d'observation η_θ du θ_1°
- la présence de tous les autres modes de désintégration autres que le mode $\theta_1^\circ \rightarrow \pi^\circ + \pi^\circ + \gamma$ ou les modes analogues

b) Rapport de branchement du Λ°

La mesure se présente de la même manière que pour le θ°; cependant le problème $\theta_1^\circ - \theta_2^\circ$ n'existe pas dans le cas du Λ°. On définit de même :

$$B_\Lambda = \frac{\pi^\circ n}{\pi^\circ n + \pi^- p} \qquad R_\Lambda = \frac{\pi^- p}{\pi^- p + \pi^\circ n}$$

En l'absence d'autres désintégrations, les méthodes de mesures directes et indirectes fournissent respectivement B_Λ et R_Λ et l'on doit avoir :

$$\boxed{R_\Lambda + B_\Lambda = 1}$$

Les résultats expérimentaux sont rassemblés dans le tableau suivant:

Quantité mesurée	Auteurs - Origine	Résultats	Nbre évèn. neutres	Valeur de B correspondante
B_Λ (1)	EISLER Columbia (Réf.20)	0,175±0,09	5	0,175±0,09
R_Λ (2)	EISLER Columbia (Réf.20)	0,65 ±0,05		0,35 ±0,05
R_Λ (3)	F.S. CRAWFORD, Berkeley (Réf.22)	0,627±0,031		0,373±0,031

De même que dans le cas du θ_1°, la valeur de B_Λ fournie par la méthode directe est nettement inférieure à celle fournie par la méthode indirecte.

En conclusion, les mesures semblent indiquer un manque d'observation de rayons γ dans le cas du θ_1° comme dans celui du Λ°. Il est possible que ces résultats soient dûs à une surestimation des probabilités ϵ_θ et ϵ_Λ d'observation des modes neutres. Il nous a donc semblé intéressant de refaire ces mesures afin de déterminer si ces deux méthodes donnaient des résultats incompatibles. Pendant le cours de notre expérience, une mesure faite par un autre groupe (Réf.23) au moyen de la méthode directe, a donné pour B_θ et B_Λ des valeurs supérieures à celles de la mesure (1). Nous examinerons ces résultats et nous les comparerons aux nôtres au chapître IX.

CHAPITRE III

DISPOSITIF EXPERIMENTAL
CHAMBRE ET ANNEXES

1 - CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DE LA CHAMBRE

Nous avons commencé par la construction d'une chambre à bulles expérimentale, à propane, de 5 litres. Cette chambre de forme parallélépipédique rectangle, avait les dimensions : 22 × 13 × 12 cm.

L'essentiel de l'installation a été utilisé pour la deuxième chambre, de 20 litres, dont les dimensions sont 34 × 20 × 24 cm.

Rappelons d'abord le principe de la chambre à bulles (Réf. 17). Considérons un liquide, maintenu à une pression supérieure à la pression de vapeur saturante à la température à laquelle il se trouve. Si sa pression est amenée à une valeur inférieure à la pression de vapeur saturante, il se trouve alors dans un état de "surchauffe". Cet état métastable cesse quand le liquide se met à bouillir.

Dans certaines conditions de température et de pression et à condition que la baisse de pression soit assez rapide (de 10 à 20 ms), il y a ébullition sur la trajectoire d'une particule chargée. La particule, étant ionisante, perd de l'energie le long de sa trajectoire par ionisation. Suivant les théories les plus généralement admises, (Réf. 13) la recombinaison des ions ainsi créés libèrant de l'énergie, provoque un échauffement local, d'où l'ébullition. La photographie des bulles permet de localiser le passage de la particule.

On peut remarquer que ce phénomène est, sur certains points, symétrique de celui de la chambre de Wilson, où il y a passage de l'état gazeux à l'état liquide. Cependant, dans le cas de la Chambre de Wilson, c'est le refroidissement créé par la détente qui provoque la condensation des gouttes, alors que dans la chambre à bulles, c'est la détente elle-même, c'est-à-dire la variation de pression, qui provoque directement l'ébullition. D'autre part, dans la Chambre de Wilson, ce sont les ions qui sont des centres de condensation, alors que dans la Chambre à bulles, il ne semble pas que les charges électriques jouent directement un rôle.

La chambre à bulles présente de grands avantages dans l'étude de la physique des particules élémentaires.

a) la densité de l'état liquide permet, pour un nombre donné de particules incidentes, un grand nombre de réactions. Les secondaires des interactions ont aussi une chance de réagir ou de s'arrêter dans la chambre.

b) le "temps de restitution", au bout duquel la chambre est de nouveau prête après un premier cycle, est relativement court, et on peut de ce fait l'utiliser à la cadence des grands accélérateurs (de l'ordre de 3 s).

c) le dépouillement des photographies se fait par projection. Ce procédé est relativement aisé, comparé au dépouillement des plaques photographiques. Il permet en outre de relier des évènements éloignés dans la chambre, c'est-à-dire d'étudier des interactions ou des désintégrations de particules neutres dont on connaît le point de production.

A) CHOIX DU MELANGE

Nous désirons étudier les modes de désintégration de particules neutres, qui donnent des π°. Le π° se désintègre quasi instantanément ($\simeq 10^{-15}$ s) en 2 rayons γ. Il sera possible d'identifier les modes de désintégration neutres en observant la matérialisation de ces γ

La section efficace de production de paires dans un milieu par des rayons γ de haute énergie est sensiblement proportionnelle au carré du numéro atomique Z de ce milieu.

$$\sigma p = \frac{Z^2}{137} \; r_e^2 \left(\frac{28}{9} \; l_r \frac{183}{Z^{1/2}} - \frac{2}{27} \right) \qquad \text{(Réf. 14)}$$

On a donc intérêt à choisir un liquide de Z élevé. Parmi les liquides possibles, trois étaient principalement à retenir : le Xenon Xe, l'hexafluorure de tungstène WF_6, et le mélange de propane C_3H_8 et l'iodure de méthyle ICH_3.

Dans le tableau ci-dessous sont indiquées pour ces 3 liquides :
la densité d dans les conditions de fonctionnement,
la probabilité de matérialisation par cm μ pour des γ de haute énergie,
la température t de fonctionnement,
la pression p de fonctionnement.

	Xe	WF_6	C_3H_8-ICH_3
d (g cm^{-3})	2,3	2,4	1,1
μ (cm^{-1})	0,21	0,19	0,08
t (°C)	- 19	128	118
p (kg cm^{-2})	26	20	35

a) Xénon Xe (Réf. 18).

Le prix élevé de ce liquide (environ 100.000 NF le litre) a conduit à écarter cette solution. Il est d'ailleurs fabriqué en petites quantités dans l'industrie.

b) Hexafluorure de tungstène WF_6 (Réf. 19).

Pour ce liquide, c'est la corrosion et la toxicité qui ont conduit à écarter cette solution. Aucune Chambre à bulles n'a encore fonctionné en marche continue avec ce liquide.

c) Mélange d'iodure de méthyle ICH_3 et de propane C_3H_8 à égalité de volume

Ce mélange a été proposé et d'abord étudié par Irving Pless.

Le libre parcours moyen, calculé au moyen des sections efficaces est de 85 cm environ (les sections efficaces sur noyaux complexes ont été déduites de la loi en $A^{2/3}$); les proportions pour les différents constituants du mélange sont respectivement : hydrogène 16 %; carbone 33 %; iode 51 %.

On voit donc qu'il y a un pourcentage non négligeable d'interactions sur hydrogène. Ce fait fournit la possibilité d'étudier certaines réactions sur proton libre.

Il faut noter cependant que l'utilisation de ce mélange présente certaines difficultés.

Tout d'abord, la température élevée, 118°C, interdit l'usage des caoutchoucs et des plastiques courants pour les joints et la membrane de détente.

D'autre part, à cette température, l'iodure de méthyle commence à se dissocier, donnant de l'iode libre, qui colore le mélange en rouge. Il y a alors absorption de lumière dans le mélange, ce qui nuit à la qualité photographique des traces. Nous avons été amenés à placer dans la chambre du cuivre pur, d'abord comme un constituant des joints, et ensuite sous forme d'une plaque de 80 cm^2 de surface, afin d'absorber l'iode ainsi libérée, par la formation d'iodure de Cuivre. Enfin, l'iodure de méthyle est un agent chimique actif à cette température, il attaque la plupart des caoutchoucs et des plastiques, et également l'aluminium, ce qui interdit l'utilisation d'alliages légers pour la construction du corps de chambre.

B) CHOIX DU SYSTEME D'ECLAIRAGE

Pour photographier les bulles, on les éclaire et on recueille sur le film, à travers un système optique, la lumière diffusée.

L'intensité de la lumière diffusée par une bulle au sein d'un liquide est maxima en avant, et décroît rapidement quand l'angle de diffusion croît. Cette décroissance est d'autant plus rapide que l'indice du liquide est voisin de l'unité. C'est pourquoi la plupart des chambres à bulles utilisent un éclairage tel que la lumière qui impressionne le film soit diffusée à un angle faible (quelques degrés).

Nous avons vérifié, sur notre première chambre à bulles, la possibilité d'un éclairage par le côté, qui présente plusieurs avantages. Cet éclairage devient possible quand l'indice n du liquide (Propane n = 1,25 ; mélange propane - iodure de méthyle n = 1,32) est assez grand.

L'intensité de la lumière diffusée à 90° est alors assez grande pour obtenir des images de bulles correctes. L'éclairage par le côté présente les avantages suivants :

a) Les réflexions et les diffusions parasites sont plus faciles à supprimer.

b) Le système de détente peut alors être placé à l'arrière. Ceci réduit le déplacement et la fatigue de la membrane de détente, puisque la détente a lieu par le plus grand côté de la chambre.

c) Pour une chambre placée dans un champ magnétique, comme c'est le cas de la chambre BP 3 actuellement en fonctionnement à Saturne, ont peut facilement utiliser un pôle arrière, ce qui augmente le rendement de l'aimant.

d) Il est possible de contrôler facilement le fonctionnement de la chambre ; les traces sont visibles à l'œil nu et ceci est très utile pour le réglage.

C) *CHOIX DES PARAMETRES DU SYSTEME OPTIQUE*

Le problème est analogue à celui qui se présente pour une chambre de Wilson (Réf. 15).

a) Si φ est le diamètre en microns de la tache image de la bulle sur le film et de la distance qui sépare 2 bulles, l'identification des bulles est d'autant meilleure que $\frac{\varphi}{d}$ est petit.

On montre (Réf. 15) que $\frac{\varphi}{d}$ n'est fonction que du produit σM, σ étant l'ouverture du diaphragme et M le grandissement, et que cette quantité est minima pour

$$\sigma M = \sqrt{\Delta}$$

Δ étant la demi-profondeur optique de la chambre en cm ; dans notre cas : $\sigma M \simeq 290$.

b) A une intensité lumineuse donnée, le contraste sur le film est d'autant meilleur que σM est petit.

Ceci nous conduit pratiquement à prendre $\sigma M \simeq 200$.

c) Choix du film

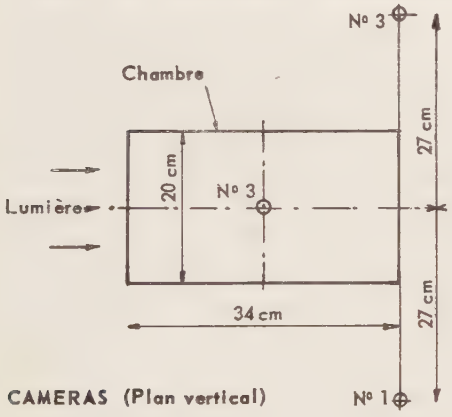
1 - L'image d'une bulle est d'autant mieux définie qu'elle contient un plus grand nombre de grains (de diamètre g) de l'émulsion photographique : ceci conduit à σ/g grand.

2 - Il faut assez de lumière pour impressionner les grains de l'émulsion : ceci conduit à σ/g petit

Le film Kodak plus X s'est révélé assez sensible pour donner une image convenable des traces, la dimension du grain étant de l'ordre de quelques microns. Le film de 35mm a conduit à prendre $M = 10$ et la valeur de Δ conduit à $\sigma = 20$.

d) Caméras

Les caméras sont placées assez loin de la chambre (200 cm) afin que l'angle de diffusion de la lumière par les bulles varie peu (80 à 95°).



Trois caméras permettent la reconstitution dans l'espace des évènements. La caméra N°2 est placée sur l'axe de la chambre ; les caméras N°1 et N°2 sont situées dans un des plans limitant la chambre à 54 cm l'une de l'autre.

Les objectifs utilisés "Apo Saphir Boyer" ont une distance focale de 180 mm.

e) Flash

La chambre est éclairée par un flash vertical de 22 cm de long, rempli de Xénon à la pression de 300 mm de Hg. On obtient un faisceau de lumière parallèle en plaçant ce flash dans le plan focal d'un système de lentilles.

2 - CARACTERISTIQUES MECANIQUES DE LA CHAMBRE

La chambre se présente sous une forme parallélépipédique (cf planche I) ses dimensions intérieures étant $34 \times 20 \times 24$ (cm). Le corps de chambre est tiré d'un bloc d'acier inoxydable forgé 18-8 au nickel. La solution d'un corps de chambre moulé a été rejetée à cause des possibilités de défauts locaux lors du moulage, et la solution d'un corps de chambre soudé a été rejetée à cause des porosités possibles dans les soudures.

A - On photographie la chambre à travers une dalle de verre trempé de 50 mm d'épaisseur, qui occupe un côté vertical de la chambre.

La glace est calculée suivant la norme des fabriquants; l'effort M est donné par :

$$M = \frac{P}{3{,}48\ f\ e^2}$$

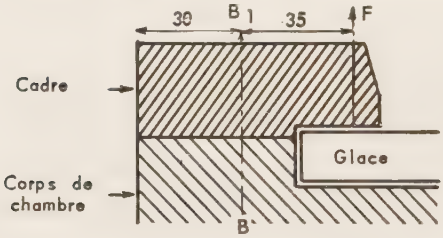
où P est la pression
f un facteur de forme
e l'épaisseur de la glace -

dans notre cas :

$$M = \frac{34 \times 20 \times 35}{3{,}48 \times 1{,}08 \times 50} = 2{,}5\ kg/mm^2$$

La limite admise étant 21 kg/mm^2, le coefficient de sécurité est donc 8,5.

La glace qui subit la poussée due à la pression est maintenue par un cadre fixé sur le corps de chambre au moyen de boulons B.



Ce cadre est calculé à la déformation afin que la glace ne soit pas appuyée en un point de sa section seulement, ce qui provoquerait sa rupture.

L'effort de serrage total du joint de glace est de 9 T, et s'ajoute aux 28,6 T dûs à la pression.

L'effort par cm est de :

$$F = \frac{37{,}6}{110} \simeq 340\ kg/cm$$

Le moment correspondant sur l'axe des boulons est de :

$$Mf = 340 \times 35 \simeq 1210^3\ mmkg$$

En tenant compte du fait que la section du cadre est réduite par les logements des boulons, en a, avec les notations habituelles :

$$\frac{I}{V} = 6{,}4\ cm^3$$

L'effort est donc :

$$t = \frac{Mf}{I/V} = \frac{12}{6{,}4} = 1{,}9\ kg/mm^2$$

La flèche vaut :

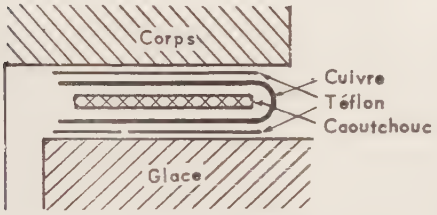
$$f = \frac{M_f \times L^2}{3 E I}$$

$$\boxed{f \simeq 0{,}01 \text{ mm}}$$

On est ainsi assuré que la glace est appuyée sur toute la largeur du cadre. Un matelas de 1 mm d'épaisseur d'un papier spécial est disposé entre la glace et le cadre.

B - La chambre est éclairée par le côté à travers une dalle de verre de 12 × 20 cm et de 30 mm d'épaisseur, calculée comme la précédente.

L'étanchéité des glaces a posé un problème difficile. En effet les défauts de planéité des glaces peuvent atteindre 2/10 mm. Il faut donc disposer d'un joint susceptible de compenser ces défauts. Or l'iodure de méthyle attaque les caoutchoucs connus ; on a réalisé au Laboratoire les joints suivants :



JOINTS

Deux feuilles de téflon de 12/100mm enserrent une plaque de cuivre recuit de 3/10 mm que l'on a repoussée de telle sorte que sa section ait la forme d'un U. A l'intérieur de l'U, on dispose une feuille de caoutchouc entoilé de 2 mm d'épaisseur.

La pression nécessaire pour réaliser l'étanchéité est de l'ordre de 100 kg/cm^2. Un caoutchouc synthétique de viton (1) qui garde ses propriétés élastiques à haute température et n'est pas attaqué par l'iodure de méthyle a pu être obtenu au cours de l'expérience. Nous avons alors réalisé des joints en Viton A de 2 mm d'épaisseur, écrasés à 30 %.

C - Le grand côté vertical de la Chambre, parallèle à la glace avant, est réservé au système de détente.

Plusieurs types de membrane ont été essayées. Le dernier comportait :

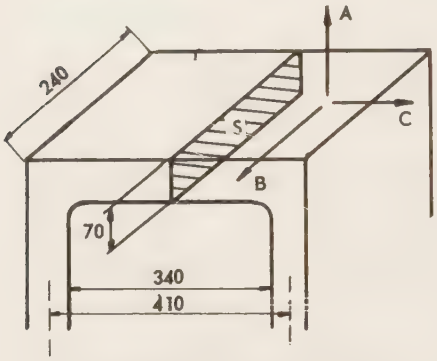
- un cadre de viton de 0,4 mm d'épaisseur réalisant l'étanchéité,
- une feuille de mylar de 50 μ d'épaisseur qui, étant parfaitement lisse, évite les ébullitions sur la membrane qui provoqueraient un fond gris sur la photo.
- une feuille de viton entoilé dacron de 0,25 mm d'épaisseur qui fournit un fond noir pour la photographie.

(1) fabriqué par la Compagnie Dupont de Nemours .

- une feuille de mylar de 190 μ d'épaisseur supportant les efforts dûs à la pression.
- une feuille de Fairprène (1) N° 5.784 de 1,26 mm d'épaisseur, qui amortit les chocs dûs aux détentes.

Ce type de membrane s'est avéré satisfaisant.

D - Les deux faces horizontales de la chambre sont en acier plein de 70 mm d'épaisseur. Elles sont réservées au chauffage de la chambre.



EFFORTS SUR LES FACES

Sur ces parois agissent trois forces :

a) la force A dûe à la pression sur la paroi elle-même,

b) la force B dûe à la pression sur les faces avant et arrière,

c) la force C dûe à la pression sur les faces latérales.

La force A est de $35 \times 34 \times 24 = 28{,}6\ 10^3$ kg.

On calcule les faces horizontales comme des poutres, et on fait successivement l'hypothèse d'une poutre appuyée et d'une poutre encastrée, les conditions aux appuis étant en réalité définies par le fait que tous les côtés de la chambre sont solidaires. Le moment d'inertie I de la section S vaut :

$$I = \frac{240 \times 70}{12} = 6{,}05\ 10^6 \text{ mm}$$

$$\frac{I}{V} = \frac{240 \times 70}{6} = 195\ 10^3 \text{ mm}$$

Première hypothèse : Poutre appuyée .

Le moment de flexion M_f vaut :

$$M_f = \frac{PL}{8} = 1{,}465\ 10^6 \text{ mm kg}$$

et l'effort tranchant :

$$t_f = \frac{M_f}{I/v} = 7{,}5 \text{ kg/mm}^2$$

(1) fabriqué par la Compagnie Dupont de Nemours.

La flèche f au centre est alors :

$$f = \frac{5}{384} \cdot \frac{PL^3}{EI}$$

$$= 0{,}15 \text{ mm}$$

Deuxième hypothèse, Poutre encastrée :

$$t_f = \frac{M_f}{I/v} = \frac{PL/12}{I/v} = 5{,}0 \text{ kg/mm}^2$$

La flèche f au centre est alors :

$$f = \frac{1}{384} \cdot \frac{PL^3}{EI} = 0{,}03 \text{ mm}$$

Les contraintes dues aux forces B et C sont négligeables devant la première. En résumé on peut être assuré que le taux de travail sera de l'ordre de 6 kg/mm^2 - la limite élastique est de l'ordre de 20 kg/mm^2 - et que la flèche sera de l'ordre de 1/10 de mm.

E - On calcule de la même façon les autres parois de la Chambre. Du côté de l'entrée du faisceau, la paroi d'acier a été creusée d'un tronc de cône de diamètres de base 8 cm et 12 cm et de hauteur 6 cm. La paroi d'entrée a donc seulement 1 cm d'épaisseur, ce qui réduit les interactions dans cette paroi. L'épaisseur de 1 cm correspond à un taux de travail inférieur à 10 kg/mm^2, pour une plaque circulaire encastrée (Réf. 16). La qualité du métal a été vérifiée par radiographie par le Centre Technique de la Soudure de Paris.

F - L'ensemble de la chambre est placé dans un tank de sécurité étanche en acier, calculé pour une pression de 10 kg/cm^2. Ce tank est muni de fenêtres pour l'éclairage et la prise des photos. Les fenêtres sont en verre "Triplex", constitué de plusieurs couches de verre collées entre elles par un plastique dont l'indice de réfraction est le même que celui du verre. Ce type de glace aurait l'avantage de résister aux chocs, en cas de rupture d'une des glaces de la chambre.

Le tank est muni d'une soupape de sécurité, qui est réglée à environ 3 kg/cm^2. En cas de rupture d'une glace de la chambre, le liquide qui emplit la chambre s'échappe dans le tank de sécurité, qui est étanche. La soupape met directement le tank en relation avec un circuit de fuite.

3 - CIRCUITS LIQUIDES ET GAZEUX

On doit pouvoir toutes les trois secondes (cadence maxima de l'accélérateur Saturne), détendre de 38 kg/cm^2 à 10 kg/cm^2 environ, le liquide à l'intérieur de la chambre, et une fois la photo prise, le recomprimer.

Les schémas des circuits sont tracés planches II et III.

A) CIRCUIT D'AZOTE

Le cycle de pression est réalisé au moyen d'un gaz auxiliaire, l'azote, dont on fait varier la pression dans l'arrière chambre. La membrane transmet la pression de l'arrière-chambre au liquide dans la chambre,

Le réservoir de recompression de 200 l. de volume est une source d'azote à haute pression (38 kg/cm^2); le réservoir de détente, de 200 l. de volume est une source d'azote à basse pression (10 kg/cm^2). Ces deux sources peuvent être mises en communication avec l'arrière-chambre respectivement par la vanne de recompression et par la vanne de détente.

Ces deux réservoirs sont trop importants pour être placés à proximité directe des vannes, qui sont fixées sur l'arrière-chambre. On introduit dans le circuit des réservoirs intermédiaires de 20 litres qui eux sont placés directement à la sortie des vannes, ce qui permet des tuyauteries sans coudes, et par conséquent, une vitesse d'écoulement élevée.

L'azote circule en circuit fermé (cf. Planche II). L'azote utilisé à chaque détente est recomprimé par le compresseur de 10 à 40 kg/cm^2.

Le choix du compresseur pose un problème : en effet, en cas de rupture de membrane, le liquide que contient la chambre pénétrerait dans le circuit d'azote. Il faut donc que le circuit d'azote soit constitué seulement par des éléments qui résistent à l'attaque chimique du propane et de l'iodure de méthyle. Nous avons choisi un compresseur à membrane, dans lequel la membrane, en acier inoxydable, joue le rôle du piston d'un compresseur ordinaire.

L'azote à 40 kg/cm^2 est envoyé dans un réservoir intermédiaire de 60 litres, qui absorbe les à-coups du compresseur, et de là dans le réservoir de recompression.

Un système de régulation automatique (mis au point par le "Contrôle exact") permet de réguler la pression du réservoir de détente à 0,5 kg/cm^2 au moyen d'une vanne pneumatique by-pass.

B) CIRCUIT D'IODURE

Pour remplir la chambre, on commence par introduire l'iodure de méthyle. Il n'est pas possible de faire le vide dans la chambre pour évacuer l'air qui s'y trouve, car l'air emprisonné entre les membranes déformerait celles-ci, un des côtés de la membrane se trouvant en communication avec la chambre, c'est-à-dire le vide, l'autre étant soumis à la pression de cet air emprisonné. On introduit alors dans la chambre, puis on libère à l'atmosphère un certain nombre de fois du propane gazeux à la

pression de 8 kg/cm^2 (pression de vapeur à la température ordinaire), de manière à ce que la pression d'air résiduelle dans la chambre soit négligeable (de l'ordre du mm de Hg.). Il reste alors environ 1 kg/cm^2 de propane gazeux dans la chambre. Il faut donc communiquer à l'iodure une certaine pression (de l'ordre de 2 ou 3 kg/cm^2) pour l'introduire. Ceci est réalisé en amenant de l'azote sous pression au dessus du niveau libre de l'iodure liquide.

C) CIRCUIT DE PROPANE

Il comporte essentiellement un réservoir de propane à tube plongeur et un compensateur.

La chambre est remplie en propane liquide par siphonage du réservoir.

Le compensateur sert à régler très précisément la quantité de liquide dans la chambre, c'est-à-dire à température donnée, le taux de détente τ :

$$\tau = \frac{\text{Volume détendu} - \text{Volume comprimé}}{\text{Volume détendu}}$$

D) CIRCUITS AUXILIAIRES

a) Une alimentation d'air comprimé à 5 kg/cm^2 dessert la régulation automatique, les vannes de détente et de recompression.

b) Une alimentation d'azote dessert les vannes Barksdale, une autre permet de remplir le tank de sécurité.

c) Il est possible de faire le vide dans chacun des circuits de l'installation.

d) Tous les réservoirs sont reliés par une soupape de sécurité à un circuit de fuite qui est dirigé à l'extérieur dans l'atmosphère.

e) Il est possible, à chaque instant, de vider la chambre dans un réservoir de sécurité. En cas de changement du mélange, on peut alors récupérer l'iodure de méthyle en laissant le propane s'évaporer à l'air libre.

IV - REGULATION DES TEMPERATURES

La température de fonctionnement du mélange utilisé propane-iodure de méthyle est $\simeq$ 118°C on doit donc apporter à la chambre les calories qui seront perdues par conduction et par convection.

Afin d'obtenir une température plus uniforme, le tank de protection est lui-même maintenu à une température de 70°C environ. Ceci est réalisé par un thermomètre à contact à dilatation, qui établit ou coupe le courant dans des résistances chauffantes placées dans le carter. Ce thermomètre régule la température du tank à 1 ou 2°C près.

Le gradient de température entre la chambre et le tank n'est alors plus que de $118° - 70° = 48°C$.

La chambre elle-même est chauffée par ses deux côtés horizontaux - haut et bas - séparément. La conductibilité du métal qui constitue le corps de chambre est assez bonne pour qu'il ne soit pas nécessaire d'apporter des calories sur toute la surface extérieure de la chambre.

Deux plaques contenant chacune deux résistances chauffantes de 750 watts sont fixées sur les deux côtés horizontaux de la chambre. La mesure de température est faite par deux thermomètres à mercure à contact, dont la précision est de $\pm 0,2°C$ placés dans le haut et le bas du corps de chambre et aussi près que possible du liquide.

Le réglage de la température se fait par "tout ou peu", c'est-à-dire que les résistances chauffant dissipent la pleine puissance ou seulement une puissance réduite (60 % de la pleine puissance), suivant que la température de la chambre est inférieur ou supérieure à la température de réglage.

Ce système évite des oscillations de grande amplitude autour de la température d'équilibre.

Enfin il est possible de régler la "pleine puissance" en fonction du nombre de calories à apporter à la chambre, le rapport : pleine puissance / puissance réduite restant constant.

Ceci se fait simplement en réglant la tension aux bornes des résistances chauffantes.

En effet, pour que les variations de température de la chambre se situent de part et d'autre de la température de réglage, il faut que la puissance dissipée de la chambre soit comprise entre la pleine puissance et la puissance réduite. Notons que ce réglage dépend de la cadence de fonctionnement de la chambre, car le cycle de pression détente-recompression, irréversible, libère de la chaleur au sein du liquide.

V - DECLENCHEMENT DE LA CHAMBRE ET AUTOMATISMES

Les opérations nécessaires pendant un cycle complet de la chambre comprennent essentiellement le cycle de pression, l'éclairage et la prise de photographie.

A) LE CYCLE DE PRESSION

L'arrière chambre, emplie d'azote, est détendue de 38 kg/cm^2 à 10 kg/cm^2. La détente doit être rapide pour que la chambre soit "sensible", c'est-à-dire pour que l'on observe les traces des particules ionisantes. Le temps de détente réalisé est de l'ordre de 15 ms.

Une fois la photo prise, la pression dans l'arrière chambre est ramenée à 38 kg/cm^2. Cette opération doit également être rapide. En effet les bulles formées dans la chambre lors de la détente montent vers le haut de la chambre pour former une phase gazeuse. Il y a alors un échauffement local dans cette région, dû aux calories apportées par la recompression de la phase gazeuse. Ceci présente deux inconvénients :

a) La pression de vapeur saturante augmente dans cette région, et par conséquent on doit augmenter la pression de recompression.

b) La densité du liquide dans cette région devient plus faible et l'indice de réfraction diminue.

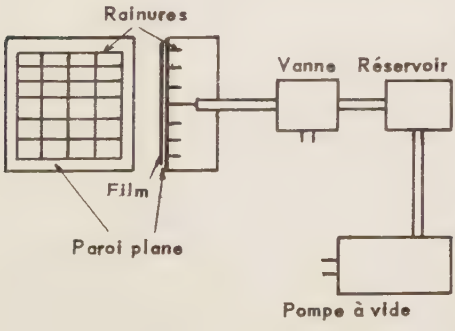
Les traces apparaissent alors "distordues" sur les photographies. Dans le cas du mélange utilisé, cette situation est aggravée par le fait que le propane bout plus facilement que l'iodure de méthyle, et qu'il est plus léger que l'iodure de méthyle. Il y a donc une tendance à la concentration du propane en haut de la chambre. On remédie à cette situation en réglant la température du haut de la chambre à une valeur inférieure à celle du bas de la chambre. Une recompression rapide, d'autre part, permet de liquéfier les bulles avant qu'elles n'aient atteint le haut de la chambre. Le temps de recompression réalisé est de l'ordre de 25 ms.

La détente et la recompression sont effectuées par des vannes pneumatiques "Jouvenel et Cordier", dont le diamètre de passage est de 2,5 cm. L'air comprimé qui les commande, à 5 kg/cm^2 de pression, est fourni par des vannes électromagnétiques "Barksdale". Les vannes "Barksdale" sont elles-mêmes déclenchées par une impulsion électrique.

B) ECLAIRAGE

Le flash, dont la tension anode-cathode est de 4.000 v, comporte une électrode auxiliaire pour l'amorçage. L'amorçage est obtenu par une impulsion électrique. Un transformateur d'impulsion porte l'électrode auxiliaire à 15.000 v au moment où l'on désire la décharge dans le flash.

C) PRISE DE PHOTOGRAPHIE



PHOTOGRAPHIE

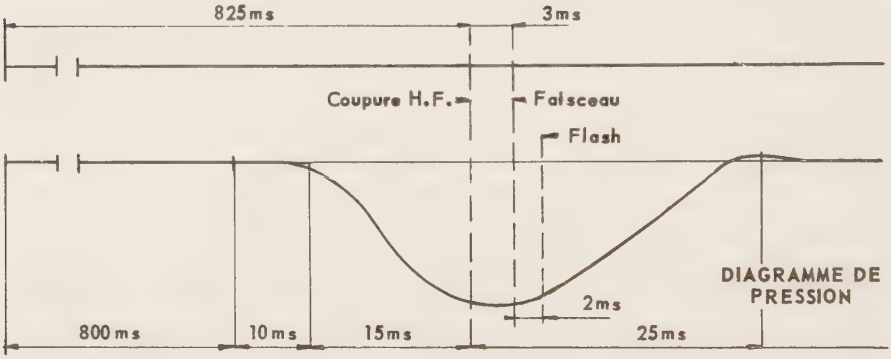
Afin d'assurer la planéité du film au moment de la prise de la photographie, le film est appliqué sur une paroi parfaitement plane, creusée par un réseau orthogonal de rainures. Avant la prise de la photographie ces rainures sont reliées par l'intermédiaire d'une vanne à un réservoir dans lequel on fait le vide. Le film est alors appliqué sur la paroi par la pression atmosphérique. Après la prise de la photographie, la vanne relie

les rainures à l'air libre, de manière à permettre le déplacement du film, pour la photographie suivante, sans frottements.

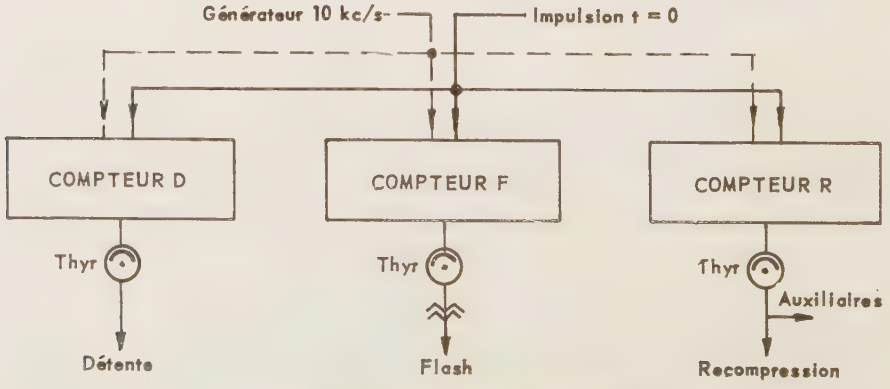
Le déplacement du film, ainsi que l'ouverture des vannes, sont commandés par une impulsion électrique.

D) ELECTRONIQUE DE DECLENCHEMENT

L'accélérateur Saturne fournit d'une part une impulsion au temps 0, temps de début de l'accélération des protons, d'autre part une "base de temps" constituée par un générateur de signaux carrés de 10 kc/s. Au temps $t = 825$ ms, la tension d'accélération est coupée, et au temps $t + \Delta t = 828$ ms, les protons rencontrent la cible. Les mésons π^- du faisceau entrent dans la chambre pratiquement au même instant (cf. fig.).



La chambre doit être sensible à cet instant, la vanne de détente est déclenchée 25 ms avant, le temps mort étant 10 ms, et le temps de détente 15 ms, soit au temps $t_D = 800$ ms. Le temps nécessaire au grossissement des bulles étant de l'ordre de 2 ms, le flash est déclenché au temps $t_F = 828 + 2 = 830$ ms. Enfin la recompression est déclenchée au temps $t_R = 830 - 10 = 820$ ms de manière à débuter immédiatement après le flash.



ELECTRONIQUE DE DECLENCHEMENT

Des compteurs d'impulsion (cf. fig. p. 18) à décatrons comptent le nombre d'impulsions délivrées par le générateur à 10 kc/s, et fournissent, au temps affiché, une impulsion électrique positive d'environ 100 v. Cette impulsion est envoyée sur la grille d'un thyratron qui devient ainsi conducteur. Une capacité de 100 μF, chargée sous 280 v. se déchargeant à travers le thyratron dans les bobines excitatrices des vannes ou dans le transformateur d'impulsion pour le flash, fournit l'impulsion nécessaire au déclenchement de l'organe correspondant.

L'impulsion du thyratron de recompression sert également à déclencher les automatismes auxiliaires (commande du film, du numéroteur, etc...).

La fréquence du générateur étant de 10 kc/s, tous les temps sont réglables à 0,1 ms.

Des capteurs de pression permettent de suivre le cycle des pressions du liquide dans la chambre et de l'azote.

CHAPITRE IV

DISPOSITIF EXPERIMENTAL
FAISCEAU

Il s'agit d'obtenir dans la chambre à bulles le nombre de θ_1° le plus élevé possible. Le nombre de θ_1° utile est le nombre de θ_1° pouvant être identifiés sans ambiguité.

Nous avons choisi pour cela un faisceau de π^- et nous avons exigé pour l'identification du θ_1° la reconnaissance de l'autre particule étrange, le Λ°, émise dans les réactions suivantes :

a) Réactions sur hydrogène :

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^\circ + \theta^\circ \quad (1)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^\circ + \theta^\circ \quad (2) \quad \Sigma^\circ \rightarrow \Lambda^\circ \rightarrow \gamma$$

b) Réactions sur noyaux (Carbone et Iode).

Il y a deux possibilités :

- réactions sur un proton lié identiques aux réactions sur le proton libre de l'hydrogène, avec ou sans évaporation de nucléons du noyau.

- réactions intéressant plusieurs nucléons. Ces dernières résultent de plusieurs réactions successives à l'intérieur du même noyau :

$$\pi^- + p \text{ (+ nucléons)} \rightarrow \begin{cases} \Lambda \\ \Sigma^\circ \end{cases} + \theta^\circ \qquad \text{(+ nucléons)}$$

Remarquons que ces réactions peuvent résulter d'une réaction primaire sur neutron, exemple :

$$\pi^- + n \rightarrow \Sigma^- + \theta^\circ$$

suivie par la réaction :

$$\Sigma^- + p \rightarrow \begin{cases} \Lambda^\circ \\ \Sigma^\circ \end{cases} + n$$

I - CHOIX DE L'ENERGIE DU FAISCEAU

Les réactions (1) et (2) sur l'hydrogène présentent des maxima pour une certaine valeur de la quantité de mouvement du π^- incident. A l'époque où nous avons construit notre faisceau les résultats expérimentaux (Réf. 3) indiquaient que les 2 maxima se situaient à 1,12 Gev/c.

(Des mesures récentes faites à Berkeley indiquent un maximun pour la production du Λ°, vers 1,05 Gev/c, au voisinage du seuil de production du Σ°; cette valeur est légèrement inférieure à 1,12 Gev/c).

Les sections efficaces varient assez rapidement autour du maximum et tombent à environ la moitié de leur valeur au maximum pour les quantités de mouvement supérieures. Elles varient peu ensuite jusqu'à 1,4 Gev/c.

Le problème du choix de l'énergie est plus complexe lorsqu'on à affaire à un mélange de différents noyaux, les nucléons des noyaux étant animés de mouvements de Fermi. Cependant il faut noter que le choix de l'énergie n'est pas critique. En effet le mouvement de Fermi des nucléons correspond à un étalement assez large de l'énergie cinétique dans le centre de masse ; dans la majorité des cas cette énergie est plus grande pour un nucléon lié que pour un nucléon libre. On est évidemment limité du côté inférieur des quantités de mouvement, par les seuils de production du Λ° et du θ°, et, du côté supérieur, par la diminution des sections efficaces de production.

Nous avons choisi de nous placer au maximum de production pour l'hydrogène. Dans cas un calcul approché montre que $\simeq$ 40% des productions associées ont lieu sur l'hydrogène. On est également, dans ce cas, dans une position assez favorable pour les productions sur nucléons des noyaux, puisque l'énergie choisie correspond à une bande d'énergie dans le centre de masse, dont la valeur moyenne est supérieure à l'énergie dans le cas de l'hydrogène, englobant les maxima des sections efficaces et dépassant très peu le seuil.

La quantité de mouvement de 1,12 Gev/c correspond au milieu de la chambre. Il y a lieu de tenir compte de la perte d'énergie dans la première moitié de la chambre et dans la fenêtre d'entrée. Ceci porte la quantité de mouvement à 1,18 Gev/c avant l'entrée du faisceau dans la chambre.

2 - PRINCIPE DU FAISCEAU

Les π^- sont produits par interaction des protons, accélérés par "Saturne", dans une cible C (cf planche III). Il est possible de placer la cible dans un quadrant de "Saturne", le champ magnétique de l'accélérateur déviant les particules négatives vers l'extérieur de l'anneau. Cette disposition présente deux avantages :

a) Le champ magnétique opère une première sélection en quantité de mouvement.

b) La section efficace de production de π^- par des protons présente un maximum à 0° : il est donc intéressant de pouvoir utiliser les π^- produits à l'avant, ce qui est impossible dans une section droite de l'accélérateur, ou n'existe pas le champ magnétique.

L'intensité de protons nécessaire pour obtenir environ $5\pi^-$ dans la chambre à bulles est alors seulement de $\simeq 10^9$ protons par impulsion, ce qui permet à une autre expérience d'utiliser l'accélérateur.

Un diaphragme C_3 placé dans le mur de béton de protection de l'accélérateur donne la première définition en quantité de mouvement.

Un aimant déflecteur placé sur le trajet du faisceau permet :

a) de protéger la chambre du bruit de fond provenant de l'ouverture du collimateur au mur.

b) de diriger le faisceau à un emplacement déterminé pour l'installation de la chambre à bulles.

c) d'augmenter éventuellement la résolution en quantité de mouvement $\Delta p/p$.

3 - ETUDE DE LA PREMIERE PARTIE DU FAISCEAU

Elle comprend la cible, le champ magnétique de "Saturne", et le collimateur au mur.

Pour amener les protons accélérés sur la cible, on opère de la manière suivante : les protons accélérés étant sur leur orbite d'équilibre, la cible se trouve placée à l'intérieur de cette orbite (à 180 mm). A un instant t, l'accélération est coupée, tandis que le champ magnétique continue à croître : les protons spiralisent donc vers l'intérieur, leur rayon de courbure $R = \frac{P}{eH}$ diminuant.

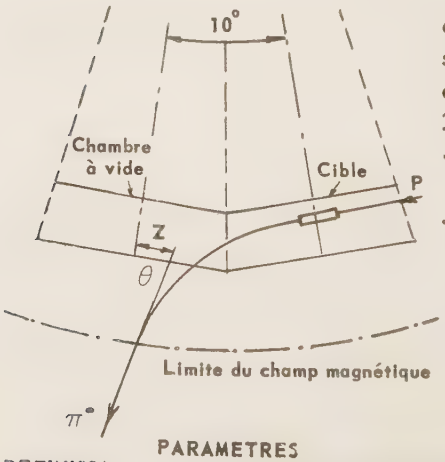
Ils viennent frapper la cible au temps $t + \Delta t$.

La valeur du champ magnétique à cet instant dans Saturne détermine la trajectoire des π^-.

A) *DETERMINATION DE LA TRAJECTOIRE CENTRALE*

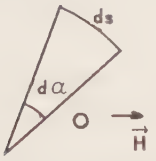
C'est la trajectoire d'un π^- ayant la quantité de mouvement nominale, émis à 0°, et passant par l'axe du collimateur. Cette trajectoire, à la sortie du champ magnétique, sera caractérisée, par exemple par les 2 paramètres suivants :

- l'angle θ entre la trajectoire et la chambre à vide de Saturne ;
- la distance Z entre l'intersection de la trajectoire avec la chambre à vide et un point de repère mécaniquement lié à la chambre à vide. Il est possible de calculer la déviation α de deux manières :



PARAMETRES
DEFINISSANT LA TRAJECTOIRE CENTRALE

a) Méthode du champ équivalent



ROTATION D'UN ELEMENT D'UN TRAJECTOIRE

Considérons, dans le vide, un élément de trajectoire ds, perpendiculaire au champ magnétique, et assez petit pour que le champ magnétique puisse être considéré comme constant le long de ds. L'élément ds est alors un arc de cercle de rayon r et l'on a :

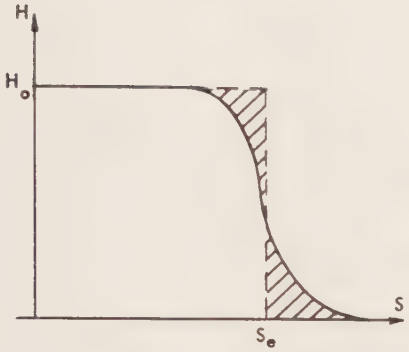
$$ds = r\,d\alpha$$

$$= \frac{p}{eH}\,d\alpha$$

d'où $d\alpha = \frac{s}{p}\,H\,ds$

et puisque ρ est constant :

$$\alpha = \frac{e}{p} \int_0^{S_e} H\,ds$$



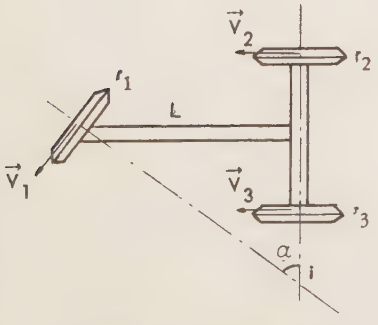
CHAMP EQUIVALENT

La courbe H = f (s) peut être donnée, soit par un tracé graphique des trajectoires, soit par la méthode du tricycle, décrite ci-dessous.

La limite S_e du champ équivalent est alors définie par l'égalité des aires sous les courbes $H = f(s)$ et $H = H_o$

b) Méthode du tricycle

Le tricycle est un appareil simplement destiné à tracer un grand rayon de courbure (de l'ordre de plusieurs mètres), le rayon pouvant varier au cours du tracé. Il est constitué par un bâti supportant 3 roues r_1, r_2, r_3, r_2 et r_3 ont leurs axes confondus, et fixes par rapport au bâti ; l'axe de r_1 a une orientation α réglable par rapport au bâti. Les vitesses instantanées $\vec{V}_1$ $\vec{V}_2$ $\vec{V}_3$ des centres des roues sont parallèles au plan de la figure et perpendiculaires aux axes des roues. Le mouvement est donc une rotation de centre instantané I, I étant l'intersection des axes des roues. Tout point lié au bâti, et par exemple une pointe traceuse, décrira un cercle de centre I, le rayon de courbure dépendant de l'angle α. Il suffit alors de connaître la carte des lignes de



PRINCIPE DU TRICYCLE

champ magnétique de "Saturne" pour tracer la trajectoire, la valeur du rayon, c'est-à-dire de l'angle α, étant ajustée au cours du tracé pour chaque valeur du champ.

Les deux méthodes ont donné des résultats très voisins :

$\theta = 41°,7$ pour la première méthode

$\theta = 41°,7$ pour la deuxième méthode.

Seule la deuxième méthode permet de déterminer le paramètre X.

B) *DETERMINATION DES IMAGES PONCTUELLES MONOCHROMATIQUES*

Le centre de la cible C, "vu à travers le champ magnétique" de Saturne, donne deux images, l'une S_H dans le plan horizontal, l'autre S_V dans le plan vertical.

Considérons une particule émise à l'angle 0° par la cible dans un plan horizontal.

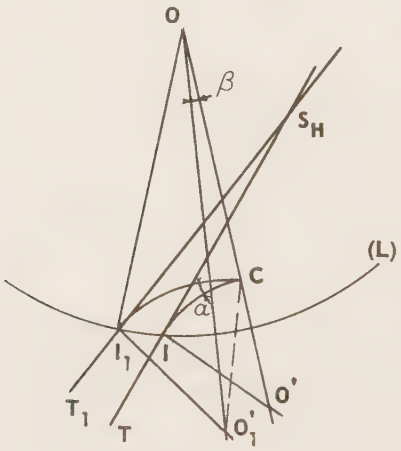


IMAGE HORIZONTALE

Soient :

- C : le centre de la cible
- O : le centre du cercle (L), limite du champ équivalent
- r : le rayon de courbure de la trajectoire des π^-
- I : l'intersection de la trajectoire des π^- avec (L)
- IT : la trajectoire des π^- la sortie du champ
- θ : l'angle de IT avec la tangente à (L) en I.
- R : le centre du cercle (L)
- O' : le centre de courbure de la trajectoire des π^-.

Considérons maintenant une particule émise à l'angle α. Sa trajectoire est CI_1T_1, son centre de courbure est O'_1 ; $(\theta + d\theta)$ est l'angle de I_1T_1 avec la tangente à (L) en I_1.

Si α est la distance de la cible à (L) :

- d'une part : $\overline{OO'_1}^2 = (R-a)^2 + r^2 + 2r\,(R-a)\cos\alpha$

- d'autre part : $\overline{OO'_1}^2 = R^2 + r^2 + 2Rr\cos(\theta + d\theta)$

On en déduit :

$$2Rr\cos(\theta + d\theta) = 2r\,(R-a)\cos\alpha - a\,(2R-a)$$

Ou en développant, et puisque $d\theta$ est petit :

$$2Rr\,(\cos\theta - \sin\theta\, d\theta) = 2r\,(R-a)\cos\alpha - a\,(2R-a)$$

or, pour $\alpha = 0$ on a :

$$2Rr\cos\theta = 2r\,(R-a) - a\,(2R-a)$$

donc :

$$2Rr\sin\theta\, d\theta = 2r\,(R-a)\,(1-\cos\alpha)$$

$$d\theta = \frac{R-a}{R\sin\theta}\,(1-\cos\alpha) = \frac{R-a}{R\sin\theta} \times \frac{\alpha^2}{2}$$

Autour de $\alpha = 0°$, $d\theta$ est donc du second ordre en α.

Les deux trajectoires IT et I_1T_1 se coupent en S_H. S_H est l'image horizontale de la cible.

Soient : $\beta = \widehat{COI}$ $\qquad$ $\beta + d\beta = \widehat{COI_1}$

Dans le triangle II_1S_H, on a :

$$\frac{IS_H}{\sin\theta} = \frac{II_1}{\sin \widehat{I_1S_HI}} = \frac{R\,d\beta}{d\theta + d\beta} \simeq R$$

$$\boxed{IS_H = R\sin\theta}$$

soit, dans notre cas $IS_H = 5{,}88$ m.

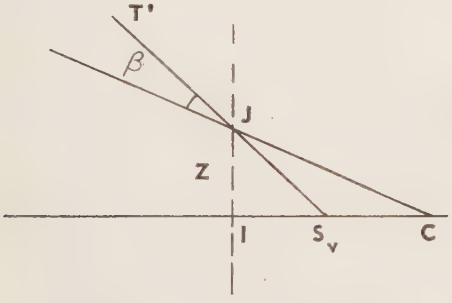


IMAGE VERTICALE

Considérons maintenant dans un plan vertical, une particule émise par C. Elle subit une déflexion due au champ de fuite et sort, à une cote $Z = IJ$ par rapport au plan médian, suivant JT', faisant un angle β avec CJ. L'étude de Kamac (réf.10) donne :

$$\beta = \frac{Z\,\mathrm{cotg}\,\theta}{r}$$

r étant le rayon de courbure de la trajectoire des π^-.

$$\boxed{IS_V = \frac{r\,IC}{r + IC\,\mathrm{cotg}\,\theta}}$$

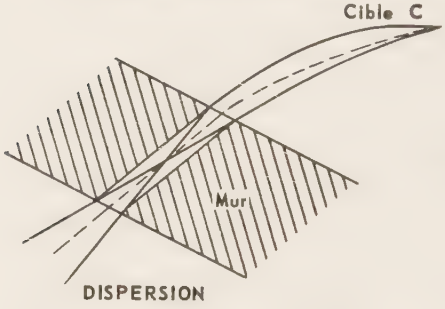
soit dans notre cas : $IS_V = 1{,}07$ m.

Etant donné que IC = 1,74 m, ces résultats signifient que le champ de "Saturne" est focalisant dans le plan horizontal, bien que le faisceau soit encore divergent à la sortie du champ, tandis qu'il est défocalisant dans le plan vertical.

Remarquons, qu'en réalité les images S_V et S_H ne sont pas ponctuelles. Deux effets produisent un étalement des images : les dimensions de la cible dans le sens longitudinal et transversal et l'"achromatisme", c'est-à-dire la dispersion en quantité de mouvement.

c) Détermination de la dispersion

La dispersion est donnée par les quantités de mouvement des trajectoires extrêmes qui peuvent passer à l'intérieur du collimateur. Pour le collimateur utilisé, de 5 cm de diamètre la dispersion par rapport à la quantité de mouvement central est :



$$\frac{\Delta p}{p} = \begin{cases} + 13{,}5\,\% \\ - \ 8{,}3\,\% \end{cases}$$

La dispersion verticale est négligeable devant la première.

4 - ETUDE DE LA DEUXIEME PARTIE DU FAISCEAU

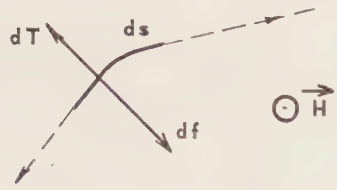
Elle comprend l'aimant déflecteur, et le collimateur à la chambre. L'angle de déviation de 21°5 est choisi de telle sorte que la chambre à bulles "ne voie pas" le collimateur au mur de Saturne, et de façon à diriger le faisceau vers la chambre à bulles placée en un endroit convenable dans le hall de Saturne.

AIMANT DEFLECTEUR

L'aimant déflecteur a la forme d'un prisme. Les angles d'incidence et de sortie du faisceau sont règlés en faisant tourner deux demi-cercles autour de leurs centres C_1 et C_2, les valeurs des angles étant déterminés par les conditions de focalisation. La détermination des trajectoires dans l'aimant se fait par la simulation des trajectoires au moyen de la "méthode du fil". En effet la détermination par le calcul ou le tracé serait longue et compliquée, et nécessiterait la connaissance des lignes de champ dans l'espace.

A) METHODE DU FIL

Considérons un fil fin, flexible, inextensible et sans masse, parcouru par un courant i et placé dans un champ magnétique H.



COURBE FUNICULAIRE

Un élément ds de ce fil sera en équilibre, si la résultante des tensions et des forces extérieures est nulle. Les équations d'équilibre en projection sur les axes principaux $\vec{\theta}$, $\vec{\nu}$, $\vec{\beta}$, de la courbe funiculaire s'écrivent (Réf. 11):

$$\frac{dT}{ds} = 0 \qquad \frac{T}{R} + F_\nu = 0 \qquad F_\beta = 0$$

La force magnétique $\vec{df} = \vec{ids} \wedge \vec{H}$ est perpendiculaire au fil donc :

$$F_\theta = 0; \quad \frac{dT}{ds} = 0 \quad \text{et} \quad T = |\vec{T}|$$

est donc constant le long de la courbe :

$$\frac{T}{R} + |\vec{i} \wedge \vec{H}| = 0$$

d'où :

$$R = \frac{T}{|\vec{i} \wedge \vec{H}|}$$

Si le fil est situé dans un plan perpendiculaire à H, il représentera la trajectoire d'une particule de quantité de mouvement p, si l'on a :

$$R = \frac{P}{eH}$$

d'où :

$$\boxed{p = \frac{T}{i.e}} \qquad (I)$$

Il est possible d'étendre cette analogie si la trajectoire n'est pas située dans un plan perpendiculaire à H. Dans ce cas, la trajectoire de la particule est une hélice dont le rayon de courbure est égal à celui de la courbe funiculaire :

$$R = \frac{T}{|\vec{i} \wedge \vec{H}|} = \frac{T}{iH \sin \alpha} \qquad (\hat{\alpha} = \widehat{\vec{p}, \vec{H}})$$

La relation (I) est inchangée.

Dans cette méthode, la source principale d'erreur est due au frottement de la poulie sur laquelle est engagé le fil. A l'extrémité du fil qui simule la trajectoire est suspendu un poids. La valeur de ce poids détermine la valeur de la tension T. La poulie utilisée a été montée sur roulement à billes pour réduire le frottement.

L'estimation de l'erreur sur T est donnée en plaçant deux poids p et p + dp sur deux brins d'un fil engagé sur la poulie. On note la valeur de dp à partir de laquelle le mouvement a lieu. L'erreur sur T est alors donnée par $\frac{dp}{p}$.

Cette erreur a été trouvée de l'ordre de 1%.

B) *DETERMINATION DE LA TRAJECTOIRE*

La valeur du champ magnétique, c'est-à-dire la valeur du courant, dans l'aimant, est règlée de manière à obtenir la déviation désirée.

La mesure de l'intensité dans l'aimant se fait au moyen d'un shunt placé sur le circuit de l'aimant. La différence de potentiel aux bornes de ce shunt est mesurée par la méthode d'opposition, de sorte que la précision sur la valeur du champ magnétique est de l'ordre de 3‰.

C) *FOCALISATION DE L'AIMANT DEFLECTEUR*

La valeur du champ magnétique étant fixée pour la trajectoire centrale, la focalisation dépend de l'orientation des pièces polaires. Cette orientation a été déterminée d'après l'étude de Kamac. (Réf. 10).

L'angle d'incidence du faisceau est de 46°, l'angle de sortie 37°, pour avoir focalisation.

La méthode du fil permet d'analyser expérimentalement les résultats de cette focalisation : horizontalement, le faisceau est sensiblement parallèle à la sortie de l'aimant : verticalement le faisceau est légèrement divergent, l'image virtuelle de la cible à travers le système aimant de Saturne - collimateur aimant déflecteur est environ à 30 m de la chambre à bulles. Il faut noter évidemment que le calcul de Kamac implique des hypothèses simplificatrices dans le calcul et dans la forme du champ de fuite. On constate d'ailleurs expérimentalement que la valeur des angles d'incidence et de sortie n'est pas critique, un changement de l'ordre de 10° de la valeur de ces angles conduit seulement à un changement d'environ 0,5° sur les directions des trajectoires.

5 - DETERMINATION DE LA DISPERSION

a) La dispersion est donnée par l'ouverture du collimateur placé à

l'entrée de la chambre. La distance de l'entrée de la chambre E au centre du collimateur au mur C_3 étant de 12 m.

on a : $\Delta\varphi = \frac{3{,}75}{1.200} = 0{,}003$

et : $\frac{\Delta p}{p} = 7{,}2 \times \Delta\varphi = 7{,}2 \times 0{,}003 = 0{,}022$

$$\boxed{\frac{\Delta p}{p} \simeq 2{,}2\,\%}$$

b) Cependant la présence de l'aimant déflecteur diminue cette valeur, puisqu'il agit comme un prisme.

L'évaluation de la dispersion se fait en considérant deux trajectoires identiques de moments différents.

R étant le rayon de courbure dans l'aimant, λ l'angle de déviation H l'intensité du champ, dans la longueur de la trajectoire dans l'aimant..

En supposant P constant pour les trajectoires de moments différents il vient :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta p}{p}$$

$$\Delta\lambda = \frac{3{,}75}{800}$$

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{3{,}75}{800} - \frac{18}{21{,}5 \times \pi} = 1{,}2\%$$

$$\boxed{\frac{\Delta p}{p} \simeq 1{,}2\%}$$

La dispersion totale est donc de l'ordre de 1%.

En résumé on peut dire que la quantité de mouvement de la trajectoire centrale est connue avec une précision de l'ordre de 1%; la dispersion autour de cette valeur centrale étant de l'ordre de 1%.

On vérifie la concordance des deux parties du faisceau, qui doivent être ajustées entre elles, de la manière suivante : un compteur est placé devant la fenêtre d'entrée de la chambre. Le champ dans l'aimant déflecteur étant fixé, on fait varier le temps d'accélération t, c'est-à-dire le champ magnétique H dans l'accélérateur. Le taux de comptage est maximum quand les deux parties du faisceau sont ajustées

$$(t = 825\,m \quad - \quad \Delta t = 3\,ms)$$

Remarque - Le temps t est fixé pour une tension V donnée aux bornes de l'aimant de "Saturne". Si cette tension varie de ΔV, on fait varier le temps t de Δt de telle sorte que :

$$\Delta t = - \frac{dt}{dH} \qquad \frac{dH}{dV} = - 0{,}161\, \Delta V$$

afin que le champ H reste constant.

CHAPITRE V

DEPOUILLEMENT ET SELECTION DES PHOTOGRAPHIES

1 . PRINCIPES DE DEPOUILLEMENT ET DE SELECTION

Nous avons vu au Chapitre II que la méthode de mesure des rapports de branchement comportait l'observation d'un couple de particules étranges produites dans les réactions :

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^\circ + \theta^\circ \quad (1)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^\circ + \theta^\circ \quad (2) \quad \Sigma^\circ \rightarrow \Lambda^\circ + \gamma$$

Les évènements utilisés pour la mesure du rapport de branchement du θ_1° comportent donc la présence d'un Λ° identifié sous son mode chargé de désintégration, et la présence d'un mode chargé ou d'un mode neutre de désintégration du θ_1°, identifié ou non. Le Λ° constitue la "signature" d'un θ_1°.

De même, les évènements utilisés pour la mesure du rapport de branchement du Λ° comportent la présence d'un θ_1°, identifié sous son mode chargé de désintégration, et la présence d'un mode chargé ou d'un mode neutre de désintégration du Λ°, identifié ou non. Le θ_1° constitue la "signature" d'un Λ°.

Cette méthode nous permet de nous assurer que nous sommes bien en présence d'un Λ° et d'un θ_1° produits par les réactions (1) et (2). L'utilisation des particules étranges isolées n'aurait pu être aussi claire. En effet, considérons par exemple les

$$\pi^- + n \rightarrow \Sigma^- + \theta^\circ \quad (3)$$

$$\pi^- + p + p \rightarrow \Lambda^\circ + \theta^\circ + p \quad (4)$$

Dans ces deux réactions, on peut détecter de la même manière le θ_1°. Mais, à cause de l'absence de champ magnétique, il n'est pas possible de distinguer un proton qui subit une diffusion nucléaire d'un Σ^- qui se désintègre. On ne peut donc pas distinguer la réaction (4), dans laquelle, le Λ° n'est pas détecté, de la réaction (3).

Nous avons cependant recherché au dépouillement les particules étranges isolées dans les deux modes de désintégration, afin de ne pas favoriser un mode par rapport à l'autre.

Environ 100.000 photos ont été dépouillées suivant les méthodes exposées au paragraphe 2. Un double dépouillement a été effectué pour la plus grande partie des photographies. La vitesse de dépouillement a été

de 80 photos/heure. Nous sommes redevables a 4 dépouilleurs de ce travail.

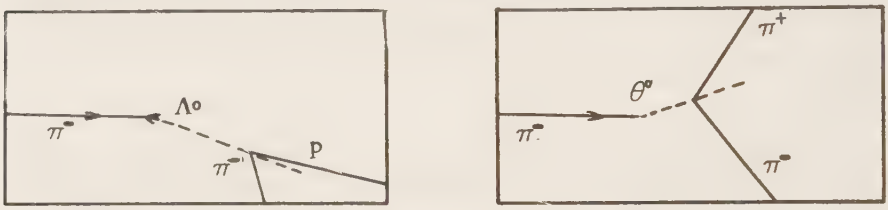
Les évènements dépouillés sont ensuite examinés par un physicien afin de les sélectionner pour la mesure, suivant les critères exposés au paragraphe 3. En particulier on recherche dans les photos ou se trouve une particule étrange isolée, si une 2ème particule n'a pas été omise.

2 - METHODE DE DEPOUILLEMENT

On recherche les deux modes de désintégration :

a) Modes de désintégration chargés

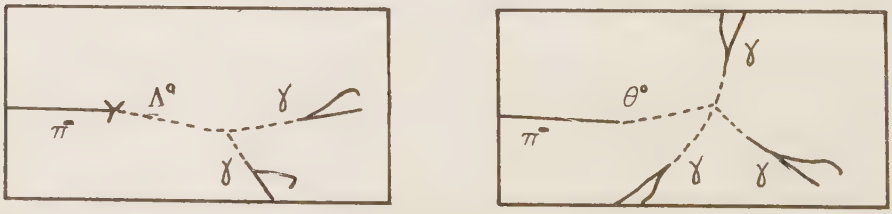
Ils seront classés phénoménologiquement sous le nom de V. Les deux secondaires chargés sont observables dans la chambre, et puisqu'il s'agit d'une désintégration en deux corps, les produits de désintégrations sont situés de part et d'autre de la ligne de vol.



MODES DE DESINTEGRATION CHARGES

b) Modes de désintégration neutres

Ils seront classés phénoménologiquement sous le nom de Z. Dans le phénomène de matérialisation des rayons γ , l'angle des deux électrons entre eux et l'angle entre la direction d'un électron et celle du γ sont l'ordre de $\frac{mc^2}{E}$, E étant l'énergie du γ . Dans notre cas, ces angles sont de l'ordre de $\frac{0,5}{1000}$ radians = 0,3° nous verrons que cette valeur est beaucoup plus petite que l'erreur de mesure. La direction initiale des électrons est donc une bonne mesure de la direction du γ incident. D'autre part, les électrons sont reconnaissables aisément à cause de la perte d'énergie par radiation (bremstralhung) et de la forte diffusion multiple.



MODES DE DESINTEGRATION NEUTRES

Nous avons exigé qu'il y ait au moins deux rayons γ pouvant provenir du même point, afin d'éliminer les rayons γ isolés du "bruit de fond" (produits par exemple dans la paroi de la chambre).

Définition du Z.

Le problème suivant s'est présenté au dépouillement à propos des désintégrations neutres (Z) des particules étranges isolées : les mesures de directions des γ sont affectées d'erreurs dues au pointé et à la diffusion multiple (cf. Chap. VI), de sorte que le point de concours des 2 γ est défini avec une incertitude de l'ordre de 1 cm. Or $\simeq$ 35% des désintégrations des θ_1° et $\simeq$ 20% de celles des Λ° ont lieu à moins d'un cm de leur point de production. Il n'est pas possible de distinguer ces θ_1° ou ces Λ°, quand ils se désintègrent en mode neutre, d'évènements tels que :

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^\circ + n \nearrow 2\gamma$$

ou les 2 γ pointent directement sur l'arrêt du π^-. Nous donnerons alors du Z, au dépouillement, la définition suivante : un Z est constitué par deux rayons γ dont 1 au moins a une direction s'écartant de plus de 2,5 écarts quadratiques moyens[1] de la direction qu'aurait un γ pointant directement sur l'arrêt du π^-. On élimine ainsi la plupart des paires de γ produites directement dans l'intéraction et le dépouillement est grandement facilité.

Suivant cette définition, la moitié des γ provenant des désintégration de θ_1° qui ont lieu à moins d'un cm de l'intéraction est perdue au dépouillement, s'il s'agit d'un θ_1° isolé. Mais puisque les photographies utilisées comportent la présence d'un V pour lequel l'efficacité de dépouillement est élevée, les pertes sont peu importantes.

En tenant compte du double dépouillement effectué sur la plus grande partie des photos, l'efficacité de dépouillement[2] est de :

99,2% pour les évènements comportant 2 V

98 % pour les évènements comportant 1 V et 1 Z

3 - CRITERES DE SELECTION

Les évènements sélectionnés pour la mesure comportent :

- Soit 2 V
- Soit 1 V et 1 Z
- Soit 1 V et 2 γ pouvant provenir directement de l'interaction.

---

(1) **Note :** Cet écart, qui dépend de la longueur de mesure, a été déterminé au moyen des γ pointant directement sur des arrêts ou des étoiles de π^-.
La direction d'un rayon γ mesurée sur une longueur projetée de 15 mm, est affectée d'une erreur de 2° en projection sur le plan de la glace avant.

(2) **Note :** L'efficacité de dépouillement est calculée en supposant que tous les évènements ont une égale probabilité d'être détectés, c'est-à-dire que les pertes d'évènements sont indépendantes dans les 2 dépouillements.

L'ensemble de 2 γ sera noté Z quand il est accompagné d'un V. En effet l'existence d'un V dans la photo indique que les 2 γ proviennent de la désintégration neutre d'une particule étrange. La réaction suivante :

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^\circ + \theta^\circ + \pi^\circ$$

qui est aisée à détecter quand le Λ° et le θ_1° se désintègrent suivant leurs modes chargés n'a pas été observée.

Afin de conserver un lot d'évènements parmi lesquels le bruit de fond soit négligeable, nous avons adopté un certain nombre de critères appliqués avant la mesure.

En particulier, des critères assez sévères pour le mode de désintégration chargé (V) ne présentent pas d'inconvénients : ce mode est plus fréquent que le mode neutre et par conséquent, l'erreur statistique est donnée principalement par le nombre de désintégrations suivant le mode neutre.

Ces critères sont les suivants :

1°) La ligne de vol du V doit être supérieure à 5 mm

Pour une ligne de vol trop courte, les mesures des angles de la désintégration sont affectées d'erreurs trop grandes pour que les évènements puissent être analysés. D'autre part, une certaine proportion de V ayant des lignes de vol courtes sont perdus au dépouillement, car ils ne peuvent être distingués d'une étoile à deux branches. Nous n'avons donc mesuré que les V dont la ligne de vol est supérieure à 5 mm. La correction sera faite au chap. VIII.

2°) Les origines des V et des Z doivent être à l'avant de l'interaction de production

Les lois de la dynamique relativiste appliquée à la réaction sur proton libre :

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^\circ + \theta^\circ$$

montrent qu'à l'énergie des π^- utilisée, le Λ° et le θ° sont émis à l'avant dans le système du laboratoire. On peut penser qu'une partie des intéractions sur noyau complexe peuvent fournir un Λ° ou un θ° à l'arrière par suite d'interactions secondaires ou multiples ; nous avons constaté que cette proportion ne dépassait pas 10%, et parmi un certain nombre d'évènements mesurés la plupart se sont révélés être des traces secondaires provenant de la paroi de la chambre et subissant une diffusion dans le liquide de la chambre.

Cependant afin de tenir compte de la zône d'incertitude affectée au point de désintégration d'un Λ° ou d'un θ° en rayons γ, nous avons mesuré les évènements dans lesquels le point de désintégration se trouvait à 2 cm en arrière de la ligne de vol, les autres étant rejetés. Le critère ainsi établi est indépendant du mode de désintégration et ne nécessite pas de correction.

3°) La ligne de vol doit être inférieure à 15 cm

Le spectre en énergie (Réf. 3) des Λ° et des θ° sont connus pour les réactions de production sur l'hydrogène. En supposant que les réactions sur noyaux ne modifient pas sensiblement ce spectre, on peut calculer qu'après 15 cm de ligne de vol, il subsiste seulement $\simeq$ 5% des Λ° et $\simeq$ 3% des θ_1° produits. D'autre part, la proportion de "bruit de fond" croît avec la distance : les évènements de bruit de fond doivent être repartis statistiquement uniformément en fonction de la distance, alors que les évènements réels (Λ° ou θ_1°) sont répartis suivant la loi exponentielle de désintégration.

Nous avons donc rejeté les évènements dans lesquels il n'y a pas d'interaction de production à moins de 15 cm du point de désintégration.

Ce critère est indépendant du mode de désintégration.

4°) Le nombre d'interactions de production possible doit être inférieur à 3

Les évènements, dans lesquels le nombre d'interactions de production possible qui subsistent après l'application des critères 2) et 3) est supérieur à trois, ne sont pas mesurés. Ces evènements sont peu nombreux et seraient impossibles à analyser. Ce critère est également indépendant du mode de désintégration.

5°) La longueur des secondaires du V doit être supérieure à 5 mm

Afin de pouvoir identifier clairement le V sur la photographie, et pour que les mesures des angles de désintégration ne soient pas affectées d'erreurs trop grandes, nous ne mesurons que les V dont chacune des deux branches a un parcours supérieur à 5 mm.

La correction sera faite au chapitre VIII.

Les évènements comportent 2 V ou 1 V et 1 Z sont alors mesurés suivant les méthodes qui sont exposées au chapitre suivant. Environ 120 V-V et 50 V-Z ont été mesurés.

MESURES DES EVENEMENTS

1 - GRANDEURS PHYSIQUES MESUREES

Deux sortes d'évènements sont à mesurer pour la détermination des rapports de branchement: les évènements comportant 2V, notés V - V, et les évènements comportant 1V et 1Z, notés V - Z.

La mesure permettra :

- d'identifier le V résultant de la désintégration du Λ (ou du θ).
- de vérifier que l'autre V est compatible avec la désintégration du θ (ou du Λ) pour les évènements V - V.
- de vérifier que les γ constituant le Z peuvent provenir d'un même point pour les évènements V - Z. Ces dernières mesures sont faites directement sur la projection des photographies car elles ne nécessitent pas de calculs (cf. Chapitre VIII).

Les mesures faites sur les V comportent essentiellement :

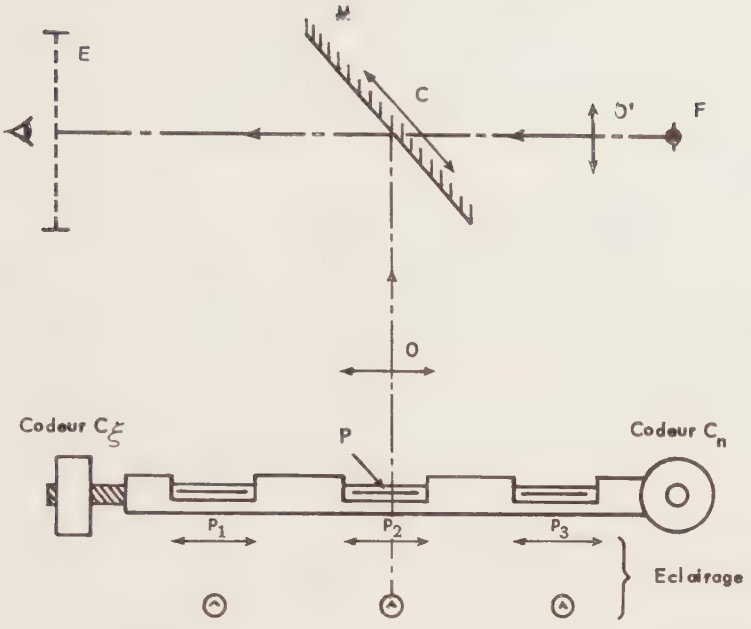
- les angles des deux traces chargées entre elles et avec la ligne de vol (angle total et angles de désintégration).
- l'angle entre la direction du π^- du faisceau et la ligne de vol (angle de production).
- la longueur de la ligne de vol.
- la coplanarité du V: c'est le produit mixte de trois vecteurs unitaires portés respectivement par la ligne de vol et les directions des secondaires. Cette variable est comprise entre 0 et 1, et doit être nulle aux erreurs de mesure près pour les désintégrations en 2 corps.
- les parcours effectués par les secondaires dans tous les cas, que les traces s'arrêtent, interagissent ou sortent de la chambre.

2 - APPAREIL DE MESURE

L'appareil de mesure utilisé est le IEP (Instrument à Etudier les Photographies) construit au Laboratoire par MM. d'ANDLAU et DELPHIN.

Le principe en est le suivant :

Une image du film P est formée sur un écran diffusant E à travers un système optique S constitué d'un objectif O et d'un miroir M. La partie centrale C du miroir est semi-argentée, et l'image d'un point repère fixe F est formée sur l'écran E. Cette image se trouve sur l'axe optique de l'appareil.



SCHEMA DE PRINCIPE DU IEP

Le film peut se déplacer dans son plan, et les coordonnées d'un point sur le film sont mesurées par les déplacements du film. Cette disposition permet de former l'image du point mesuré sur l'axe optique du système S de sorte qu'il n'y a ni aberrations ni distorsions. La platine qui supporte les 3 films p_1, p_2, p_3 est entraînée par un système de vis-mère. Pour mesurer les coordonnées d'un point sur le film, on déplace la platine p jusqu'à amener en coïncidence l'image de ce point avec l'image du repère F. La mesure de la rotation des vis-mère faite au moyen de deux codeurs[1] C_ξ et C_n, fournit les 2 coordonnées ξ et n du point. Ces coordonnées sont directement perforées sur les cartes de la calculatrice IBM 650 qui serviront au programme des calculs géométriques.

3 - METHODE DE MESURE

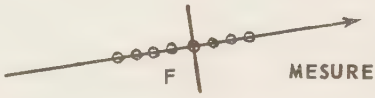
Le repère est constitué par une flèche. Le point repère est défini par l'intersection de 2 droites.

POINT REPERE F

(1) Fabriqués par les Etablissements BENSON-FRANCE

a) Mesure de points

D'une manière générale, plusieurs bulles voisines du point mesuré seront utilisées pour définir la coordonnee suivant un axe perpendiculaire à la trace.

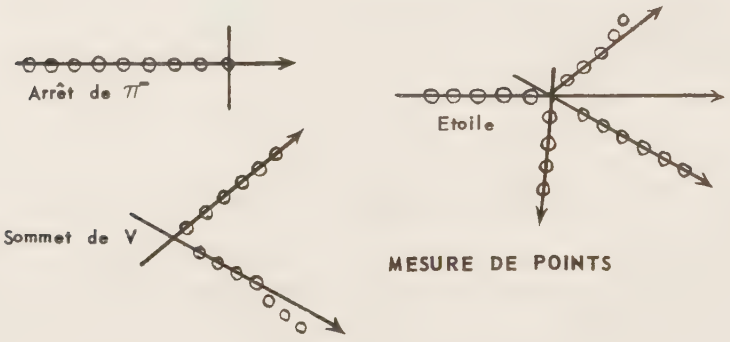


MESURE D'UN POINT

De cette manière, les erreurs dues aux déplacements des bulles par rapport à la trajectoire sont réduites.

- Pour les arrêts de π^- la dernière bulle de la trace incidente est pointée en F et la calculatrice effectue une correction égale à la moitié de l'intervalle moyen séparant deux bulles consécutives de la trace mesurée.

- Pour les étoiles et les sommets de V, la flèche repère est successivement alignée sur les directions initiales des traces concourrantes.



MESURE DE POINTS

b) Mesure de directions

Si une trace est mesurée sur une longueur L au moyen de deux pointés, l'erreur de pointé introduit sur la direction une erreur proportionnelle à $1/L$, l'erreur due à la diffusion multiple, une erreur proportionnelle à $\sqrt{L}$. Il y a donc un optimum pour L puisque ces deux erreurs varient en sens inverse avec L. Ce problème a été étudié par B.P. GREGORY dans le cas d'une chambre à hydrogène (Réf. 12) et les conclusions s'appliquent dans notre cas. La longueur optimum (en cm) est donnée par l'expression suivante :

$$L_{opt_\theta} = \cos\varphi (p\beta)^{2/3} \quad (0{,}32\ \epsilon^2)^{1/5}$$

pour la mesure de la direction θ dans le plan de la glace avant.

$$L_{opt_\varphi} = \cos\varphi (p\beta)^{2/3} \quad (17\ \epsilon^2)^{1/3}$$

pour la mesure de l'inclinaison φ sur le plan de la glace avant.

$p\beta$: en Mev/c.

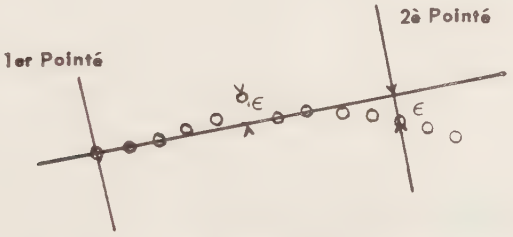
ϵ : erreur de pointé.

Pour cette longueur de mesure, l'erreur totale est $\sqrt{3}$ fois l'erreur due au pointé seul. Condition (1)

L'erreur totale varie peu avec la longueur utilisée, et il est possible d'utiliser une longueur commune pour les mesures de θ et de φ. L'erreur de pointé ($\simeq 110\,\mu$) a été calculée au moyen de doubles mesures sur des points physiques définis dans la chambre. La longueur commune a alors pour valeur :

$$L_o = 1{,}85 \left[\frac{p\beta \cos^2 \varphi}{100}\right]^{2/3} \qquad (2)$$

Cependant la stricte application de cette méthode nécessiterait la connaissance de $p\beta$ et de φ avant la mesure. Nous avons donc adopté la méthode suivante : la direction est mesurée sur une longueur choisie par l'opérateur de telle sorte que la trace ne s'écarte pas de façon sensible (c'est-à-dire de plus d'une erreur de pointé ϵ) sur cette longueur.



ERREURS INTRODUITES PAR LA DIFFUSION MULTIPLE

Le déplacement de la trajectoire entre les 2 points mesurés du à la diffusion multiple est donc de l'ordre de 2ϵ et nous nous trouvons ainsi dans les conditions (1).

Nous avons d'autre part calculé sur deux lots de traces de $p\beta$ différents la longueur moyenne $\bar{l}$ réellement utilisée.

Pour $p\beta$ = 100 Mev/c $\quad \bar{l}$ = 1,0 cm

Pour $p\beta$ = 300 Mev/c $\quad \bar{l}$ = 1,3 cm

Or l'expression (2) donne respectivement :

Pour $p\beta$ = 100 Mev/c $\quad L_o$ = 1,1 cm

Pour $p\beta$ = 300 Mev/c $\quad L_o$ = 1,4 cm

La méthode utilisée nous place donc sensiblement dans les conditions théoriques (1) d'optimum pour la mesure des directions.

4 - ERREURS DE MESURE

Chaque évènement est mesuré 2 fois par 2 opérateurs différents afin de déceler les fautes de codeurs (ou les fautes d'opérateur). Si deux mesures ne sont pas compatibles à $\simeq$ 3 écarts standards sur les points mesurés, une troisième mesure permet d'éliminer la faute.

Nous pourrons, d'après la conclusion du paragraphe précédent, estimer l'erreur totale sur la mesure des dirrections, connaissant la dispersion entre 2 mesures :

Si σ_m est la contribution due a l'erreur de pointé, $\sigma_s \simeq \sqrt{2}\,\sigma_m$ est la contribution due à la diffusion multiple.

L'écart moyen entre deux mesures s'écrit :

$$\sigma_\Delta^2 = \sigma_m^2 + \sigma_m^2 = 2\,\sigma_m^2$$

L'erreur moyenne sur la moyenne des deux mesures s'écrit :

$$\sigma_M^2 = \frac{\sigma_m^2}{2} + \sigma_s^2 \simeq \frac{5}{2}\,\sigma_m^2$$

de sorte que :

$$\sigma_M^2 = 5/4\,\sigma_\Delta^2$$

$$\boxed{\sigma_M \simeq 1{,}1\,\sigma_\Delta}$$

La connaissance de σ_Δ nous servira au chapitre VIII à estimer σ_M.

5 - CALCULS GEOMETRIQUES

La reconstitution des évènements dans l'espace et les calculs géométriques ont été effectués sur une calculatrice IBM 650, suivant le programme établi par MM. HENNESSY et BAGLIN.

Sur le lot d'évènements comportant chacun deux mesures, les moyennes sont calculées à la main. L'analyse des résultats, exposée au chapitre VIII, sera faite sur ces moyennes.

TROISIEME PARTIE

ANALYSE DES RESULTATS

DISCUSSION

Nous exposerons d'abord au chapitre VII un problème important : le calcul de la probabilité d'observation des modes neutres. Le résultat doit être sûr et précis, car il intervient directement dans le calcul des rapports de branchement.

Dans le chapitre VIII, nous analyserons les résultats des mesures. Nous calculerons les corrections à apporter aux nombres d'évènements mesurés afin d'éviter les "biais" expérimentaux.

Le calcul des rapports de branchement et la discussion des valeurs obtenues sera faite au chapitre IX.

CHAPITRE VII

CALCUL DE LA PROBABILITE D'OBSERVATION DU MODE NEUTRE

Nous avons vu au Chapitre II qu'il était nécessaire, pour calculer les rapports de branchement de connaitre la probabilité d'observation du mode neutre.

Considérons par exemple la désintégration neutre du θ_1° :

$$\theta_1^\circ \rightarrow \pi^\circ + \pi^\circ \rightarrow 2\,\gamma + 2\,\gamma = 4\,\gamma$$

Les évènements sélectionnés comportent 2 γ au moins, et par conséquent : ϵ_θ *est la proportion de* θ_1° *se désintégrant dans la chambre suivant un mode neutre, dont* 2 γ *au moins se sont matérialisés.*

On pouvait penser atteindre ϵ_θ par un calcul pur. Nous indiquerons d'abord les problèmes posés par ce calcul avant d'exposer notre méthode de calcul.

I - PROBLEMES POSES PAR LE CALCUL DE LA PROBABILITE D'OBSERVATION

Le nombre de paramètres dont dépend chaque évènement est grand. La suite des phénomènes comprend :

1) La production par interaction :

$$\pi^- + p\ (+N) \rightarrow \Lambda^\circ + \theta\ (+N)$$

2) La désintégration du θ_1° :

$$\theta_1^\circ \rightarrow 2\pi$$

3) La désintégration des π° :

$$\pi^\circ \rightarrow 2\gamma\ ;\quad \pi^\circ \rightarrow 2\gamma$$

4) La matérialisation des γ

$$\gamma\ (+\ {}^{e^-}_{p}) \rightarrow e^+ + e^-\ (+\ {}^{e^-}_{p})$$

1 - La répartition des interactions dans la chambre dépend de la répartition du faisceau dans un plan perpendiculaire à sa direction (2 paramètres); la distribution des interactions dans la chambre suit une loi exponentielle (dûe aux interactions) suivant la direction du faisceau (1 paramètre).

a) Si l'interaction a lieu sur hydrogène, la distribution angulaire (et donc en énergie puisque c'est un problème à 2 corps) est connue par d'autres mesures. Il y a deux paramètres (azimuth et latitude par exemple).

b) Si l'interaction a lieu sur noyau, il y a alors deux paramètres supplémentaires. L'un est le moment résultant dû aux mouvements de Fermi des nucléons qui participent à l'interaction (interaction primaire suivie d'interactions secondaires éventuellement). L'autre st l'énergie emportée par ces nucléons. Il faut de surcroît connaître la proportion de réactions sur hydrogène et sur noyaux.

2 - La distribution suivant la ligne de vol peut être connue si l'énergie du θ_1° est connue, puisque la vie moyenne du θ_1° est connue (1 paramètre).

La désintégration du θ_1° est isotrope dans le c.d.m. du θ_1° puisque son spin est 0. Il y a donc deux paramètres (azimuth et latitude par exemple dans le c.d.m.) .

3 - Le π° ayant une vie très brève ($\simeq 10^{-15}$ sec.), la désintégration se produit pratiquement au point de production ($\beta\gamma c\tau \simeq 10^{-4}$ cm). La désintégration du π° est isotrope dans le c.d.m. du π°, puisque son spin est 0. Il y a donc deux paramètres (azimuth et latitude par exemple dans le c.d.m.) soit 4 pour $2\pi^\circ$.

4 - Connaissant l'énergie et la longueur potentielle de chacun des 4 γ dans la chambre, ainsi que la probabilité de matérialisation en fonction de l'énergie, il y a alors 4 paramètres pour l'ensemble des 4 γ.

En résumé, un évènement complet est décrit par

$2 + 1 + 2 + 1 + 2 + 4 + 4 = 16$ paramètres pour intéraction sur hydrogène et par :

$16 + 2 = 18$ paramètres pour intéraction sur noyau.

Même si l'on pouvait aisément mener les calculs sur 18 paramètres le phénomène de production sur les noyaux ne pourrait être connu que par les productions visibles dans notre chambre, car aucune mesure n'a été faite, mis à part l'hydrogène.

On ne peut pas, d'autre part, se servir des désintégrations neutres observées, car la connaissance des directions de 2 γ seulement ne suffit pas à reconstituer complètement un évènement. Or le lot de γ observés comporte des γ qui ont, en moyenne, des énergies et des longueurs potentielles plus grandes que celles des γ non observés, puisque la probabilité d'observation croît avec l'énergie et avec la longueur potentielle.

2 - METHODE DE CALCUL DE ϵ_θ

Nous avons résolu le problème de la manière suivante :

La suite des phénomènes physiques est identique pour les deux modes de désintégration, depuis l'entrée des π^- dans la chambre jusqu'à la désintégration du θ_1°. La masse du π° étant très voisine de celles des $\pi^\pm$, le phénomène est encore identique pour la désintégration du θ_1° en 2 π.

Le lot de productions associées en 2 V dont on a reconnu un Λ constitue donc un lot d'évènements sur lequel on peut calculer ϵ_θ.

Dans ce lot d'évènements, nous connaissons par les mesures les positions et les énergies des secondaires (π^+ et π^-) de la désintégration. Pour chaque évènement, nous supposerons avoir affaire à une désintégration en mode neutre ($\pi^\circ + \pi^\circ$) avec les mêmes caractéristiques géométriques et les mêmes énergies pour les π secondaires.

Nous calculons ainsi les caractéristiques géométriques et l'énergie des 4 γ de désintégration. Les caractéristiques géométriques permettront (paragraphe 3) de calculer les longueurs potentielles L_i ($i = 1, 2, 3, 4$) de chacun des 4 γ. La probabilité de matérialisation de chacun des γ est :

$$\epsilon_i = 1 - e^{-\mu_i L_i}$$

où μ_i est la probabilité de matérialisation par cm.

Les valeurs des ϵ_i seront combinées entre elles pour calculer ϵ_θ.

Pour connaître la courbe $\mu = f(E)$ donnant la probabilité μ de matérialisation par cm en fonction de l'énergie E du γ pour le mélange utilisé, on a procédé de 2 manières indépendantes.

1) Calcul théorique pour les 3 corps que contient la chambre, hydrogène, carbone, iode, suivant la théorie de Rossi (Réf. 1).

2) Résultats expérimentaux, (Réf. 2).

Pour l'iode on a interpolé entre l'étain et le plomb. Cette interpolation ne peut donner lieu à une erreur importante car elle est faible.

En effet :

$$Z_{\text{iode}} = 53 ; \qquad Z_{\text{étain}} = 50$$

et la correction est de l'ordre de :

$$\frac{53^2}{50^2} - 1 \simeq 6\%$$

De 10 à 50 Mev, les deux méthodes donnent des résultats concordant à $\simeq 1\%$.

De 200 à 1000 Mev (à haute énergie) les valeurs calculées sont supérieures aux valeurs mesurées d'environ 3%. Ceci est attendu, car, pour le calcul, on utilise l'approximation de Born, qui introduit une erreur proportionnelle à Z^2. D'après Rossi la correction que l'on doit attendre pour l'iode est bien de l'ordre de 3%.

On a deux points théoriques à 60 et 100 Mev qui excèdent de 10% les points expérimentaux. Les méthodes de calcul sont différentes suivant l'énergie et expliquent donc cette anomalie.

En résumé on peut dire que μ est connu à environ 1%.

La courbe $\mu = f(E)$ est tracée planche V.

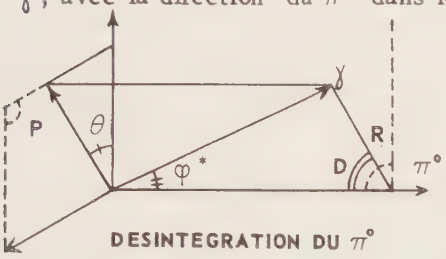
3 - CALCUL DE LA DESINTEGRATION EN MODE NEUTRE

On remplace chacun des mésons $\pi^\pm$ secondaires par un méson π° qui se désintègre en 2γ .

La désintégration du π° est isotrope dans le c.d.m. du π°. En effet le spin du π° est 0 et la désintégration présente donc une symétrie sphérique dans le c.d.m.

Nous choisirons par conséquent deux angles au hasard pour la désintégration d'un π° :

a) Le premier est l'angle φ^* dans le c.d.m. du π°, de l'un des γ, avec la direction du π° dans le laboratoire.



DESINTEGRATION DU π°

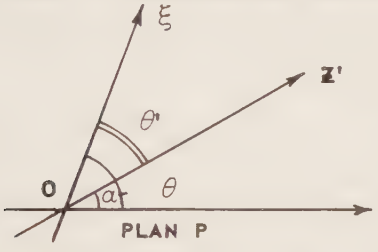
(L'angle de l'autre γ est alors $\varphi^* + \pi$).

b) Le deuxième est l'angle θ dans le c.d.m. ou le laboratoire, du plan de désintégration D avec un plan de référence R quelconque.

Nous choisirons un plan de référence R commode pour les calculs. Il est intuitif et nous allons montrer que le choix du plan de référence n'a pas d'influence sur la distribution géométrique des γ à condition que celle-ci soit uniforme.

Considérons le plan P perpendiculaire à la direction du π°, et dans lequel est mesuré l'angle θ.

Soient OZ une direction fixe, trace du plan de référence R, et $O\xi$ la trace du plan de désintégration D. L'angle $\theta = \xi \widehat{OZ}$ est uniformément distribué dans ce plan. Sa probabilité est donc $P(\theta) = C^{te}$, de telle sorte que :



$$\int_0^{2\pi} P(\theta)\, d\theta = 1$$

Considérons maintenant le cas d'un axe de référence variable, soit OZ' la distribution de l'angle $\widehat{Z'OZ} = \alpha$ étant donnée par une certaine fonction de α :

$$P_\alpha(\alpha) \neq C^{te}$$

de telle sorte que $$\int_0^{2\pi} P_\alpha(\alpha)\, d\alpha = 1$$

Nous poserons $\theta' = Z'O\xi = \theta - \alpha$, et nous prendrons une distribution de θ' uniforme, soit :

$$P_\theta(\theta') = P = C^{te}$$

de telle sorte que $$\int_0^{2\pi} P_{\theta'}(\theta')\, d\theta' = 1$$

Cherchons la nouvelle distribution de θ : la probabilité d'avoir θ est la probabilité pour que, ayant l'angle α, l'angle θ' soit égal à $\theta - \alpha$ cette probabilité étant intégrée sur toutes les valeurs que peut prendre α : soit :

$$P(\theta) = \int_0^{2\pi} P_\alpha(\alpha)\, P_{\theta'}(\theta - \alpha)\, d\alpha = P^* \int_0^{2\pi} P_\alpha(\alpha)\, d\alpha = P = C^{te}$$

La distribution de θ résultante est donc uniforme, et le choix de l'axe de référence est donc arbitraire.

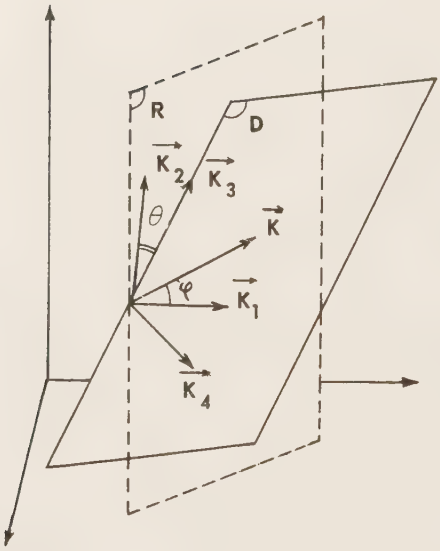
On calcule, β étant la vitesse du π, la transformation de Lorentz pour le γ.

$$\text{Cos } \varphi = \frac{\beta + \cos \varphi^*}{1 + \beta \cos \varphi^*} \qquad E = \frac{M_\pi}{2} \qquad \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} \; (1 + \beta \cos \varphi^*)$$

On choisit comme plan de référence le plan contenant la direction du π et perpendiculaire à l'une des faces de la chambre (Plan R).

Si $\vec{K}_I = \begin{vmatrix} a \\ b \\ c \end{vmatrix}$ est le vecteur unitaire porté par la direction du π

$\vec{K} = \begin{vmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{vmatrix}$ le vecteur unitaire porté par la direction du γ



$\bar{K}_2$ étant le vecteur perpendiculaire à $\bar{K}_1$ dans le plan vertical R.

$\bar{K}_3$ étant le vecteur perpendiculaire à $\bar{K}_1$ dans le plan de désintégration D.

$$\bar{K} = \bar{K}_1 \cos \varphi + \bar{K}_3 \sin \varphi$$

$\bar{K}_4$ étant le vecteur perpendiculaire à $\bar{K}_1$ et $\bar{K}_2$

$$\bar{K}_4 = \begin{vmatrix} \dfrac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}} \\ -\dfrac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}} \\ 0 \end{vmatrix}$$

On a :

$$\bar{K}_3 = \bar{K}_2 \cos \theta + \bar{K}_4 \sin \theta$$

$$\bar{K}_2 = \bar{K}_1 \wedge \bar{K}_4 = \begin{vmatrix} \dfrac{a\,c}{\sqrt{a^2 + b^2}} \\ \dfrac{b\,c}{\sqrt{a^2 + b^2}} \\ -\sqrt{a^2 + b^2} \end{vmatrix}$$

D'où l'on tire :

$$\bar{K} = \begin{vmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} a\cos\varphi + \dfrac{\sin\varphi}{\sqrt{a^2+b^2}}\,(ac\cos\theta + b\sin\theta) \\ b\cos\varphi + \dfrac{\sin\varphi}{\sqrt{a^2+b^2}}\,(bc\cos\theta - a\sin\theta) \\ c\cos\varphi - \sin\varphi\sqrt{a^2+b^2}\,\cos\theta \end{vmatrix}$$

Les limites géométriques de la chambre sont définies par 6 plans, constituant un parallélépipède rectangle, et situés à 2cm des parois de la chambre. Nous avons vérifié, au moyen de mesures effectuées sur une centaine de rayons γ, que la proportion de ceux qui ne sont pas identifiables dans ces conditions est négligeable. (< 0,5%).

La direction $\bar{K}$ de chaque γ étant connue, on en déduit la longueur utile L. La probabilité de détection de ce γ est alors donnée par :

$$\epsilon_1 = 1 - e^{-\mu L}$$

où μ est la probabilité de matérialisation par cm pour l'énergie de ce γ. La probabilité que deux γ au moins soient vus est alors :

$$\begin{aligned} \epsilon_\theta = {} & \epsilon_1\epsilon_2\epsilon_3\epsilon_4 \\ & + \epsilon_1\epsilon_2\epsilon_3(1-\epsilon_4) \\ & + \epsilon_1\epsilon_2(1-\epsilon_3)\epsilon_4 \\ & + \epsilon_1(1-\epsilon_2)\epsilon_3\epsilon_4 \\ & + (1-\epsilon_1)\epsilon_2\epsilon_3\epsilon_4 \\ & + \epsilon_1\epsilon_2(1-\epsilon_3)(1-\epsilon_4) \\ & + \epsilon_1(1-\epsilon_2)(1-\epsilon_3)\epsilon_4 \\ & + (1-\epsilon_1)\epsilon_2\epsilon_3(1-\epsilon_4) \\ & + \epsilon_1(1-\epsilon_2)\epsilon_3(1-\epsilon_4) \\ & + (1-\epsilon_1)\epsilon_2(1-\epsilon_3)\epsilon_4 \\ & + (1-\epsilon_1)(1-\epsilon_2)\epsilon_3\epsilon_4 \end{aligned}$$

Le problème se présente de la même façon pour la désintégration du Λ en mode neutre :

$$\Lambda \rightarrow \pi^\circ + n$$
$$\downarrow$$
$$2\gamma$$

Il y a alors seulement 2 γ ; et la probabilité détection des 2 γ est simplement :

$$\epsilon_\Lambda = \epsilon_1 \epsilon_2$$

4 - ANALYSE DES RESULTATS

Les histogrammes de ϵ_θ et ϵ_Λ sont tracés planches VI et VII.

Une "estimation" de ϵ_i pour un γ d'énergie moyenne (160 Mev) avait donné :

$$\epsilon_i \simeq 0{,}60$$

Or, notre méthode de calcul donne, pour la moyenne des ϵ_i.

$$\epsilon_i \simeq 0{,}45$$

Cette différence est dûe au fait que μ croît peu au-dessus de l'énergie moyenne, alors qu'il diminue sensiblement au-dessous de cette énergie. Nous avons donc évité, par cette méthode, une erreur systématique appréciable. Les moyennes calculées des ϵ sont les suivantes :

$$\epsilon_\theta = 0{,}620$$

$$\epsilon_\Lambda = 0{,}193$$

CHAPITRE VIII

ANALYSE DES RESULTATS

Dans ce chapitre, nous exposerons la méthode d'analyse relative au rapport de branchement du θ_1°. La méthode d'analyse relative au rapport de branchement du Λ° s'en déduit en permutant les symboles Λ° et θ_1°. Les valeurs numériques seront données dans les deux cas.

La méthode consiste à identifier parmi les V, les Λ répondant à certains critères, qui serviront de "signature". Ils seront notés VΛ. Il s'agit ensuite de compter, parmi les θ_1° accompagnant ces signatures le nombre de ceux qui se désintègrent suivant le mode neutre (Z) et le nombre de ceux qui se désintègrent suivant le mode chargé (V).

Il est clair que l'on peut imposer au VΛ qui sert de signature des critères restrictifs, de manière à obtenir un lot d'évènements pratiquement pur; la perte d'évènements qui en résulte se retrouve alors dans les VΛ - Z aussi bien que dans les VΛ - V, et le rapport de branchement n'en est pas affecté. Par contre, il est important de ne conserver parmi les V et les Z accompagnant un Λ - signature, que les θ_1° et de les conserver tous.

1 - IDENTIFICATION DES V SERVANT DE SIGNATURE

Les critères de sélection auxquels répond un V signature, bien que pouvant être fixés arbitrairement, seront choisis afin d'éliminer la plus grande partie du bruit de fond, en conservant la majeure partie des évènements disponibles.

Les éléments dont nous disposons pour identifier les Λ sont :

- Les angles de désintégration (angles de la ligne de vol du Λ avec les directions des produits de désintégration).

- Les parcours dans la chambre des produits de désintégration et par conséquent, leurs énergies cinétiques, si on leur assigne une nature (π ou p) (cf. Tables p.73).

- La coplanarité du V. Cette grandeur, comprise entre O et I, doit être nulle pour une désintégration en 2 corps.

a) Analyse dynamique

Un V étant constitué par 2 traces chargées, a et b nous ferons les 3 hypothèses suivantes :

α) le V est un Λ : a est un proton, b est un π
β) le V est un Λ : a est un π, b est un proton
γ) le V est un θ : a est un $\pi\pm$, b est un $\pi\pm$

Dans ces 3 hypothèses, les angles de désintégration impliquent les énergies cinétiques de a et b. Nous examinerons la compatibilité de chacune de ces 3 hypothèses avec les énergies cinétiques déduites des parcours réellement effectués dans la chambre. Nous devons cependant tenir compte des erreurs de mesure :

- L'erreur de mesure sur le parcours d'une particule est de l'ordre du mm pour une particule qui s'arrête, et de l'ordre de quelques mm pour une particule qui sort de la chambre. Il en résulte une erreur de l'ordre du MeV sur l'énergie cinétique d'une particule qui s'arrête, et une erreur de quelques MeV sur la limite inférieure de l'énergie cinétique d'une particule qui sort de la chambre.

- L'erreur de mesure sur les angles de désintégration est beaucoup plus importante. Nous avons vu au chapitre VI que l'erreur de mesure σ_M sur la direction d'une trace chargée est du même ordre de grandeur que l'écart σ_Δ entre deux mesures de la même direction :

$$\sigma_M \simeq 1{,}1\,\sigma_\Delta$$

Dans la mesure de la trace neutre que constitue la ligne de vol, l'erreur de mesure peut être décomposée en deux :

a) Erreur de pointage sur le point d'interaction et sur le sommet du V

b) Erreur systématique sur le point d'interaction, due au fait que la trace incidente est constituée de bulles distantes entre elles de 1 mm en moyenne. Cette erreur systématique peut être comparée à l'erreur due à la diffusion multiple pour une trace chargée ; elle est cependant plus faible ($\simeq 0{,}25$ mm). On en déduit pour les traces neutres (cf. chap. VI).

$$\sigma_M \simeq 0{,}8\,\sigma_\Delta$$

et, l'angle de désintégration étant l'angle entre une trace chargée et une trace neutre :

$$\sigma_M \simeq \sigma_\Delta$$

La dispersion moyenne σ_Δ calculée au moyen des doubles mesures est de 5°, l'erreur sur les angles de désintégration σ_M est donc de l'ordre de 5°.

Dans la désintégration d'un Λ, une variation de 5° sur les angles entraîne une variation qui peut être de 10 à 200 MeV sur les énergies des secondaires. L'erreur sur l'énergie cinétique due à la mesure des parcours est donc négligeable devant cette dernière.

La méthode suivante a été adoptée pour l'analyse dynamique : Etant donné les angles de désintégration (moyenne des deux mesures), on examine la compatibilité de ces angles avec les parcours mesurés, en faisant varier indépendamment les angles de désintégration de $\pm 5°$ dans les 3 hypothèses α) β) γ).

Cette dernière valeur (±5°) n'est pas critique; la méthode trouve sa justification dans le fait suivant: dans les évènements qui présentent 2 V, l'analyse est faite indépendamment pour les 2 V. Or, dans 50 évènements, le Λ et le θ ont été identifiés tous les deux indépendamment. D'autre part, pour 1 évènement, la méthode d'identification donne 2 Λ; aucun évènement ne donne 2 θ; on peut donc en déduire que la proportion de Λ parmi les θ signatures est 1/50 soit de l'ordre de 2% et que la proportion de θ parmi les Λ signatures est inférieure à 2%.

b) Critères de coplanarité

Dans une proportion non négligeable de cas, les 2 ✂ indiquant la désintégration neutre du θ peuvent pointer aussi directement sur l'interaction origine du V - Λ (cf. chap. V). Il est donc nécessaire de s'assurer que le Λ qui sert de signature :

- est effectivement un Λ (et non un bruit de fond),
- est effectivement produit dans cette interaction (et non dans une autre interaction de la même photographie.

L'histogramme de coplanarité des V Z (planche X) (les V ayant subi l'analyse dynamique) montre la nécessité d'une coupure sur la coplanarité, et indique l'existence d'un bruit de fond équidistribué de 0 à 1.

Le bruit de fond résiduel sera évalué au paragraphe 5.

La mesure de coplanarité implique deux traces chargées (produits de désintégration) et une trace neutre (ligne de vol du V).

Un raisonnement analogue à celui fait pour les angles de désintégration conduit dans le cas des mesures de coplanarité, à la relation :

$$\sigma_M \simeq \sigma_\Delta$$

Les doubles mesures permettent de calculer pour :

$$\Lambda \; : \; \sigma_\Delta = 0{,}10 \simeq \sigma_M$$

$$\theta \; : \; \sigma_\Delta = 0{,}11 \simeq \sigma_M$$

Les mesures de coplanarité pour les θ sont légèrement moins précises que pour les Λ : en effet, les angles de désintégration sont en général plus grands pour les θ que pour les Λ, et la reconstitution stéréographique est moins favorable dans le cas du θ que dans celui du Λ.

Nous avons donc exigé pour les V - signatures le critère suivant pour la coplanarité C moyenne des 2 mesures :

$$\Lambda \; : \; |C| < 0{,}15$$
$$\theta \; : \; |C| < 0{,}20$$

Mais un certain nombre d'évènements présentent des différences de coplanarité ΔC entre les 2 mesures trop grandes pour que la coplanarité moyenne ait un sens, sans qu'il soit possible de détecter une erreur à l'aide d'une 3ème mesure. Ces différences sont imputables à de mauvaises conditions géométriques de mesure.

Afin de conserver un lot de mesures homogènes et d'éviter des ambiguités dans l'interprétation, nous avons exigé un second critère :

$$| \Delta C | < 0{,}30$$

En résumé, un Λ servant de signature :

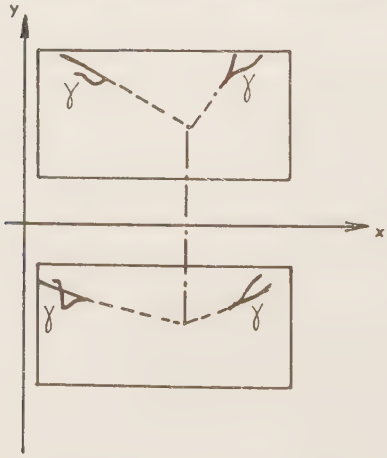
- *répond aux conditions de l'analyse dynamique dans l'hypothèse Λ et ne répond pas à ces conditions dans l'hypothèse θ.*
- *possède une coplanarité moyenne $< 0{,}15$.*
- *résulte de deux mesures donnant une différence de coplanarité $< 0{,}30$.* (pour un θ, la limite 0,15 est remplacée par 0,20).

2 - SELECTION DES Z ACCOMPAGNANT UNE SIGNATURE

Il est nécessaire de s'assurer que la perte d'évènements est négligeable.

Un Z est constitué de 2 γ pouvant pointer ensemble.

Les points de concours des 2 rayons γ doivent être correspondants sur les deux photographies stéréoscopiques : si Oy est l'axe passant par les deux appareils photographiques, les points de concours sur les 2 photographies doivent posséder le même x, aux erreurs de mesure près.



Les erreurs de mesures de direction ont été déterminées au moyen des γ provenant d'étoiles (cf. chap. V). En se plaçant à 3,5 écarts quadratiques pour chacun des 2 γ du Z, la proportion d'évènements perdus est négligeable, (inférieure à 0,1 %).

Le nombre d'évènements observés est de :

17 Λ signatures accompagnées d'un Z

9 θ " " d'un Z

3 - SELECTION DES V ACCOMPAGNANT UNE SIGNATURE

De même que dans le cas du Z, la perte d'évènements doit être négligeable. Les V accompagnant un Λ - signature peuvent être classés en 4 catégories :

a) les V servant de θ signature, qui sont évidemment des θ.

b) les V pouvant être à l'analyse soit θ soit Λ et qui sont évidemment des θ quand ils accompagnent un Λ - signature.

c) les V ne pouvant être à l'analyse ni θ ni Λ (c'est-à-dire ceux qui sont affectés de grandes erreurs de mesure). Pour ces évènements, on examine la compatibilité des angles de désintégration avec les parcours en faisant varier de 3 écarts standards ($\simeq 15^o$) les angles de désintégration.

d) les V pouvant être à l'analyse des θ, mais éliminés par les critères

$$|C| < 0{,}20 \qquad (|C| < 0{,}15 \text{ pour les } \Lambda)$$
$$|\Delta C| < 0{,}30$$

Les valeurs quadratiques moyennes de $|C|$ et $|\Delta C|$ ont été calculées pour l'ensemble des V classés dans ces 4 catégories.

Pour les θ accompagnant un Λ - signature

$$<|\Delta C_\theta|> = 0{,}11 \qquad <|C_\theta|> = 0{,}12$$

Pour les Λ accompagnant un θ - signature :

$$<|\Delta C|> = 0{,}10 \qquad <|C_\Lambda|> = 0{,}08$$

Les histogrammes sont tracés planches VIII et IX.

Les valeurs moyennes n'indiquent pas d'écart significatif à la relation:

$$\sigma_M \simeq \sigma_\Delta$$

On peut comprendre aisément que le bruit de fond dans les évènements $V\Lambda$ - V et $\Lambda\theta$ - V est négligeable : en effet, l'histogramme des coplanarités des θ associés à un Z (planche X) montre qu'il existe un bruit de fond de $\simeq$ 1,5 évènements dans lequel une trace défléchie ou une étoile de neutron simule un θ provenant d'une interaction, cette interaction étant en réalité l'origine de 2 rayons γ dûs par exemple à un échange de charge :

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^\circ + n \nearrow 2\gamma$$

Or 1 interaction sur 10 est l'origine de 2 γ visibles, tandis qu'une interaction sur 100 environ est l'origine d'un $V\Lambda$ signature. Le bruit de fond dans les $V\Lambda$ - V constitué par un $V\Lambda$ est une trace défléchie ou une étoile de neutron simulant un θ est donc de :

$$1{,}5 \times \frac{10}{100} = 0{,}15 \text{ évènements}$$

Il est donc complètement négligeable.

Il en est de même pour les $V\theta$ - V.

Le nombre d'évènements observés est de :
55 Λ - signatures accompagnés d'une désintégration chargée du θ
71 θ - signatures accompagnés d'une désintégration chargée du Λ

4 - CORRECTIONS SUR LE NOMBRE D'EVENEMENTS

Afin de connaître le nombre total de θ se désintégrant suivant le mode chargé et accompagnant un Λ signature, il est nécessaire de calculer la proportion de ceux qui ont été éliminés par les critères de sélection des V (cf. chap. V) :

a) Ligne de vol < 5mm
La correction se déduit de la vie moyenne et du $\beta\gamma$ du θ_1°.

Cependant, afin d'obtenir une meilleure précision, nous n'avons pas utilisé le $\beta\gamma$ moyen des θ_1° observés, car la correction n'est pas une fonction linéaire de $\beta\gamma$.

La correction a donc été calculée indépendamment pour la valeur de $\beta\gamma$ de chaque θ_1° observé accompagnant un Λ signature.

Les facteurs de correction ainsi calculés sont les suivants :

1,280 pour les θ_1°

1,147 pour les Λ°

b) Parcours des secondaires < 5mm
Ces parcours correspondent à une énergie cinétique de 8 MeV pour un π et de 18 MeV pour un proton.

On sait que la désintégration du θ_1° (qui a lieu sur l'onde S) et celle du Λ° (qui a lieu sur les ondes S 1/2 et P 1/2) sont isotropes dans le centre de la masse. La connaissance du $\beta\gamma$ suffit à évaluer la proportion des désintégrations dans lesquelles un secondaire a un parcours <5mm. Pour les mêmes raisons que précédemment, la correction a été calculée indépendamment pour la valeur de $\beta\gamma$ de chaque θ_1° observé accompagnant un Λ - signature.

Les facteurs de correction ainsi calculés sont les suivants :

1,054 pour les θ_1°

1,157 pour les Λ

5 - CALCUL DU BRUIT DE FOND

Nous avons vu au paragraphe 3 que le bruit de fond parmi les évènements $V\Lambda - V$ et $V\theta - V$ était négligeable. Il n'en est pas de même pour les évènements $V\Lambda - Z$ et $V\theta - Z$, et ce fait est dû à l'impossibilité de distinguer individuellement les γ provenant de la désintégration des particules étranges de ceux provenant directement de l'interaction. Le bruit de fond a deux sources :

a) Première source de bruit de fond

Une trace défléchie ou une étoile de neutron simule un V avec une interaction, cette interaction étant l'origine de 2 rayons γ, par exemple par l'échange de charge :

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^\circ + n$$
$$\downarrow$$
$$2\gamma$$

Ce bruit de fond est négligeable pour les $V\Lambda - Z$: l'histogramme des coplanarités des $V\Lambda$ associés à un Z (planche XI) ne montre qu'un évènement en dehors de la limite :

$$| C | = 0,15$$

Cet évènement est très probablement un Λ : les 2 secondaires s'arrêtent, ce qui fournit un très bon test; mais les secondaires étant peu énergiques, la mesure de leurs directions est affectée de grandes erreurs, ce qui explique la valeur élevée de la coplanarité de cet évènement.

Ce bruit de fond n'est pas négligeable pour les $V\theta - Z$: l'histogramme des coplanarités des $V\theta$ associés à un Z (planche XI) montre un bruit de fond qui s'étend de $| C | = o$ à $| C | = 1$. La distribution de ce bruit de fond est compatible avec une distribution uniforme de 1,5 évènements par bande de $| C |$ de 0,20. Le bruit de fond parmi les évènements sélectionnés dans la bande $| C | = 0,00$ à $| C | = 0,20$ est donc de 1,5 évènements.

Le fait que ce bruit de fond soit négligeable dans le cas du $V\Lambda$ alors qu'il ne l'est pas dans le cas du $V\theta$ est aisément explicable: les secondaires du Λ font entre eux un angle faible ($\simeq 30°$) tandis que les secondaires du θ font entre eux un angle assez grand ($\simeq 100°$). Or, les traces parasites sont défléchies de préférence à un grand angle. Le bruit de fond est donc appréciable surtout parmi les θ.

b) Seconde source de bruit de fond

Un V servant de "signature" avec l'interaction qui l'a produit peut également répondre aux critères de "signature" avec une autre interaction. La seconde source de bruit de fond est constituée par de tels évènements dans lesquels l'interaction qui n'a pas produit le V est l'origine de 2 rayons γ (par exemple par échange de charge).

Pour calculer ce bruit de fond, nous avons recherché parmi les évènements comportant 2V, la proportion de Λ et de θ pouvant être signature avec 2 interactions à la fois. Cette proportion est de :

3,6 % pour les Λ

4,1 % pour les θ

D'autre part parmi les 500 V isolés dépouillés dans l'expérience nous avons estimé à 310 le nombre de Λ, dont 230 peuvent servir de signature et à 180 le nombre de θ, dont 160 peuvent servir de signature. Puisque une interaction sur 10 est l'origine de 2 rayons visibles, le bruit de fond est le suivant :

$$230 \times 0{,}036 \times \frac{1}{10} = 0{,}83 \text{ évènement dans les V}\Lambda$$

$$160 \times 0{,}041 \times \frac{1}{10} = 0{,}65 \text{ évènement dans les V}\theta$$

Etant donné que le nombre d'évènements est petit, nous avons corrigé le nombre de désintégrations neutres observées du nombre entier le plus probable d'évènements de bruit de fond, soit :

$$0{,}83 \text{ : 1 évènement parmi les V}\Lambda - Z$$

$$1{,}5 + 0{,}65 = 2{,}15 \text{ : 2 évènements parmi les V}\theta - Z$$

Les nombres corrigés sont donc :

17-1 = 16 Λ signatures accompagnées d'un Z

9-2 = 7 θ signatures accompagnées d'un Z

TABLES DES PARCOURS RESIDUELS DES MESONS π ET DES PROTONS DANS LE MELANGE EN FONCTION DE L'ENERGIE CINETIQUE

Energie Cinétique (Mev)	Parcours des mésons π (cm)
5	0,21
10	0,72
15	1,42
20	2,40
30	4,85
40	7,90
50	11,4
60	15,4
70	19,6
80	24,0
100	31,9
125	46,7

Energie Cinétique (Mev)	Parcours des protons (cm)
10	0,17
15	0,34
20	0,57
30	1,16
50	2,92
75	5,88
100	9,80
125	14,4
150	19,7
175	25,7
200	32,3
250	47,1

CALCUL DES RAPPORTS DE BRANCHEMENTS ET DISCUSSION DES RESULTATS

1 - CALCUL DES RAPPORTS DE BRANCHEMENTS

Soient No le nombre de désintégrations neutres observées corrigé
Nc le nombre de désintégrations chargées observées corrigé
ϵ la probabilité de détection du mode neutre

le rapport de branchement s'écrit :

$$B = \frac{No/\epsilon}{No/\epsilon + Nc} = \frac{No/Nc}{No/Nc + \epsilon}$$

a) Calcul de B_θ

$No = 16 \quad Nc = 55 \quad \epsilon = 0{,}620$

En tenant compte des corrections d'efficacité de dépouillement et de pertes des V :

$$B_\theta = \frac{\frac{16}{55}\ \frac{99{,}2}{98}\ \frac{1}{1{,}350}}{\frac{16}{55}\ \frac{99{,}2}{98}\ \frac{1}{1{,}350} + 0{,}620} = 0{,}260$$

b) Calcul de B_Λ

$No = 7 \quad Nc = 71 \quad \epsilon = 0{,}1913$

En tenant compte des mêmes corrections :

$$B_\Lambda = \frac{\frac{7}{71}\ \frac{99{,}2}{98}\ \frac{1}{1{,}325}}{\frac{7}{71}\ \frac{99{,}2}{98}\ \frac{1}{1{,}325} + 0{,}1913} = 0{,}282$$

2 - CALCUL DE L'ERREUR

a) Erreurs statistiques

Les variables gaussiennes sont les nombres d'évènements No et Nc. Cependant puisque l'erreur provient essentiellement de No, il est légitime d'assimiler le rapport $x = \frac{No}{Nc}$ à une variable gaussienne.

En attribuant à cette variable les valeurs :

$$x^+ = x + \Delta$$

$$x^- = x - \Delta x$$

où Δx est l'erreur standard, les limites de $B\theta$ et de $B\Lambda$ sont :

$$B_\theta (x^+) = 0{,}201 \qquad B_\Lambda (x^+) = 0{,}354$$

$$B_\theta (x^-) = 0{,}311 \qquad B_\Lambda (x^-) = 0{,}192$$

Le résultat final est donc :

$B_\theta = 0{,}260$	$+ 0{,}051$ $- 0{,}059$
$B_\Lambda = 0{,}282$	$+ 0{,}074$ $- 0{,}088$

b) Autres sources d'erreurs

Les histogrammes des ϵ (planches VI et VII) montrent que les valeurs de ϵ subissent des fluctuations d'un évènement à l'autre autour de la valeur moyenne $\bar{\epsilon}$. Il y a donc une erreur supplémentaire due au fait que la valeur de ϵ n'est pas la même pour tous les lots comportant un nombre fini d'évènements.

Une évaluation de cet effet montre qu'il est négligeable dans le cas du θ_1°, mais qu'il ne l'est pas complètement dans le cas du Λ°.

En effet, dans le cas du Λ°, des fluctuations relatives de ϵ sont plus grandes car il n'y a que 2 %, alors qu'il y en a 4 dans le cas du θ_1°. Ceci nous conduit à :

$B_\Lambda = 0{,}282$	$+ 0{,}077$ $- 0{,}091$

Remarquons que cette source supplémentaire d'erreurs a été négligée dans les autres expériences.

3 - DISCUSSION DES RESULTATS

Nous écrirons plus simplement nos résultats :

$B_\theta = 0{,}26$	$+ 0{,}05$ $- 0{,}06$
$B_\Lambda = 0{,}28$	$+ 0{,}08$ $- 0{,}09$

(1)

Pendant le cours de notre expérience, une mesure a été faite dans une chambre à bulles à Xénon de 20 litres (Réf. 23).

Les résultats en sont les suivants :

$$\begin{aligned} B_\theta &= 0{,}25 \pm 0{,}05 \\ B_\Lambda &= 0{,}33 \pm 0{,}07 \end{aligned} \qquad (2)$$

Ces résultats sont tout à fait en accord avec les nôtres.

Les résultats obtenus par la méthode directe (Réf. 22) :

$$\begin{aligned} B_\theta &= 0{,}322 \pm 0{,}040 \\ B_\Lambda &= 0{,}373 \pm 0{,}031 \end{aligned} \qquad (3)$$

ne sont pas incompatibles avec nos résultats.

Les grands écarts entre les deux méthodes obtenus par les premières mesures (cf Chap. II) ne se retrouvent pas dans nos résultats.

Il est possible que de légères erreurs systématiques subsistent dans chacune des deux méthodes. Des erreurs systématiques sur le nombre d'évènements ayant la même valeur relative dans les deux méthodes ne conduisent pas à la même erreur sur B : l'erreur sur B qui en résulte est $\simeq$ 2 fois plus élevée dans le cas de la méthode indirecte que dans celui de la méthode directe.

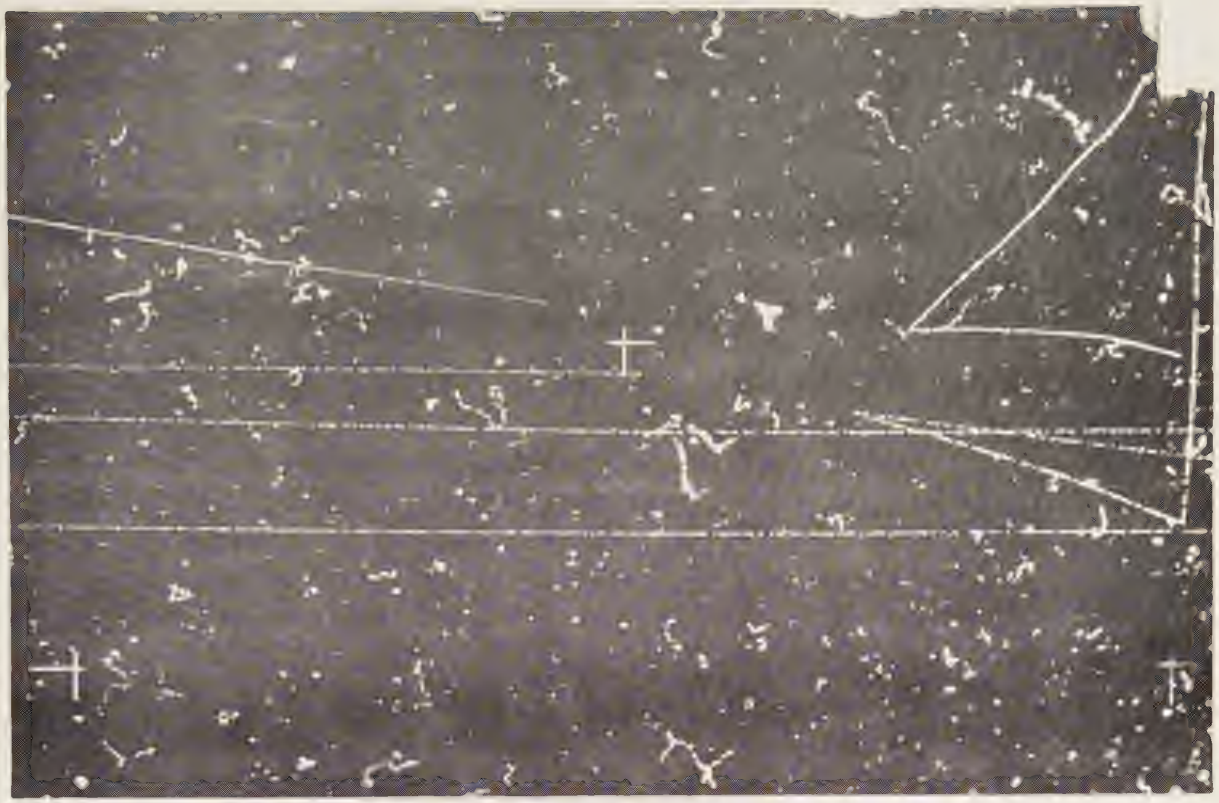
Si l'on désirait augmenter la précision des mesures, il faudrait non seulement augmenter le nombre d'évènements mesurés, mais encore diminuer les erreurs systématiques possibles de manière à s'assurer qu'elles restent inférieures à l'erreur statistique.

Notre résultat expérimental (L) concernant B_Λ, ainsi que les autres résultats (II et III) sont compatibles avec la valeur de B_Λ déduite de la loi de sélection $|\overrightarrow{\Delta 1}| = 1/2 : B_\Lambda = 0{,}335$. Cette valeur numérique peut d'ailleurs être obtenue au moyen d'un mélange adéquat de $|\overrightarrow{\Delta 1}| = 1/2$ et $|\overrightarrow{\Delta 1}| = 3/2$. (Réf. 24).

A cause des erreurs expérimentales, aucun résultat concernant B_θ ne permet de tirer de conclusion quant à la présence de $|\overrightarrow{\Delta 1}| = 5/2$.

Notre résultat (1) ainsi que les résultats (II et III) sont compatibles avec la limite inférieure (0,289) de la valeur de B_θ déduite de la loi de sélection $(\overrightarrow{\Delta 1}) = 1/2$, complétée par une contribution $|\overrightarrow{\Delta 1}| = 3/2$ qui rend compte de la désintégration du θ^+ ($\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^\circ$). Les résultats obtenus par la méthode indirecte semblent exclure la limite supérieure (0,386) de B_θ.

TYPES D'ÉVÉNEMENTS UTILISÉS DANS LES MESURES



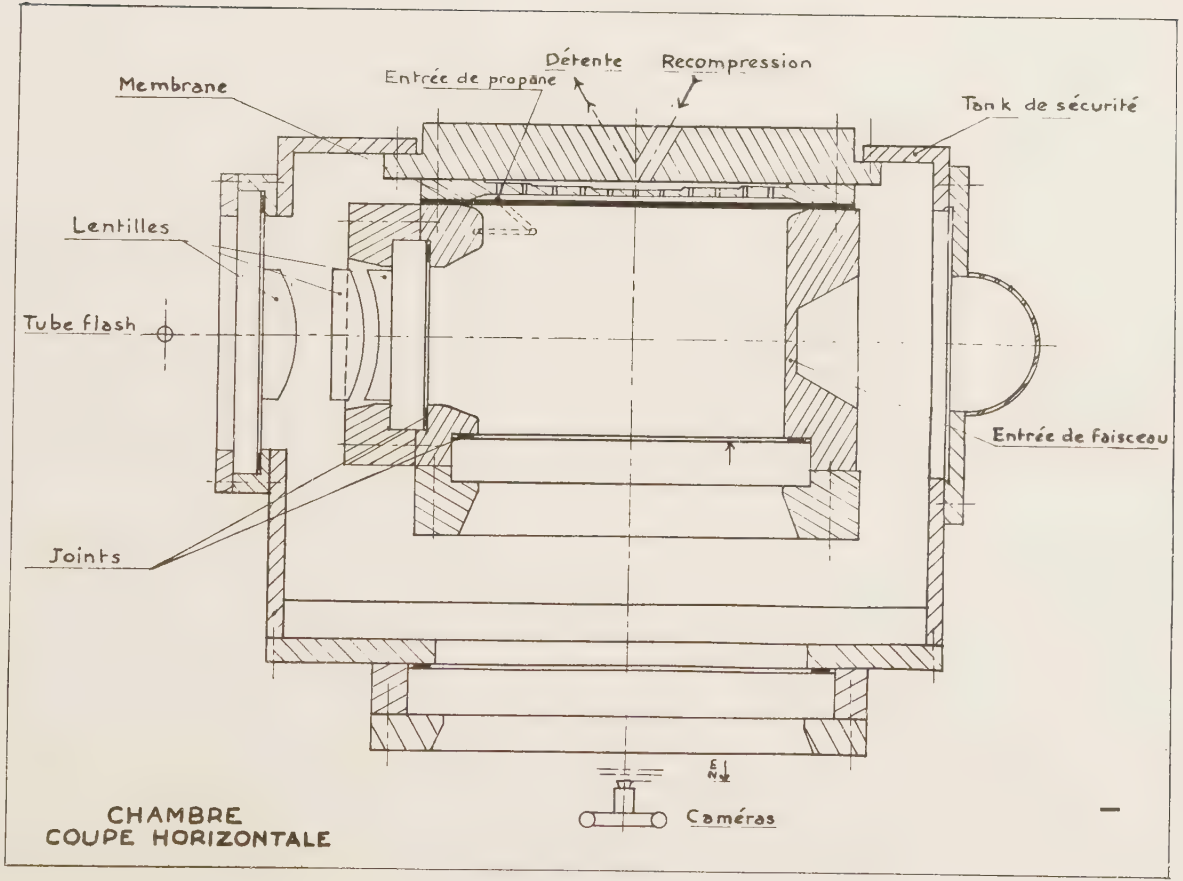
$\pi^- + P \rightarrow \Lambda^0 + \sigma^0$; $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + P$; $\theta_1^+ \rightarrow \pi^- + \pi^+$

$\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0; \quad \Lambda^0 \to \pi^- + p; \quad K^0 \to \pi^+ + \pi^-$

$$\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0 \to p + \pi^- + \pi^+ + \pi^-$$

(13)

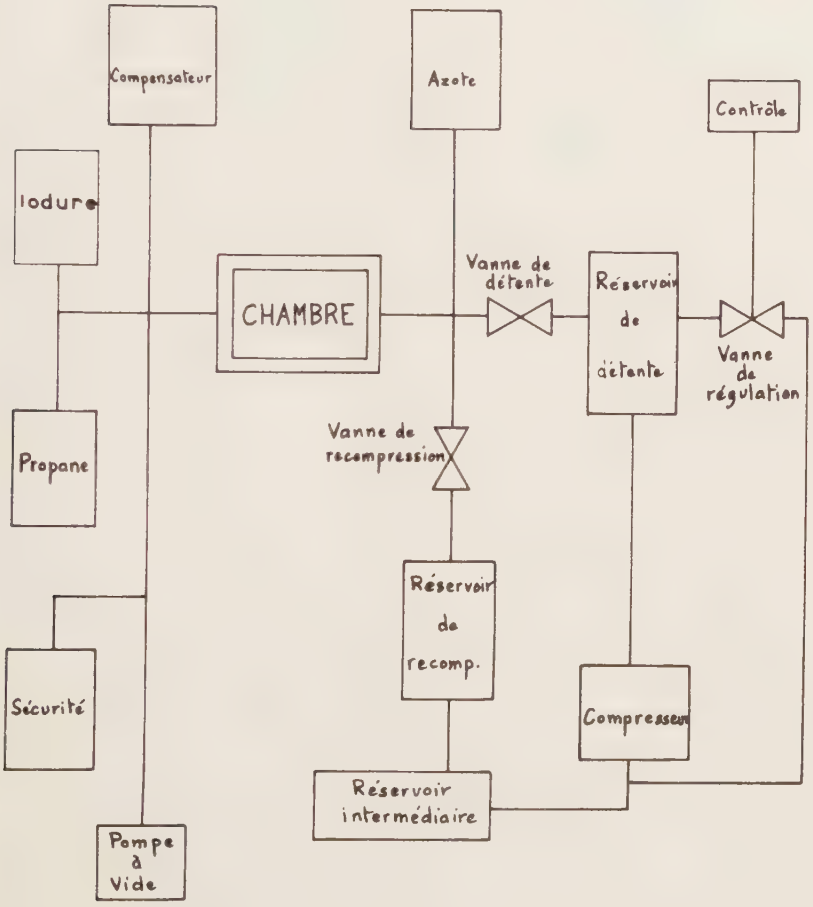
PLANCHES

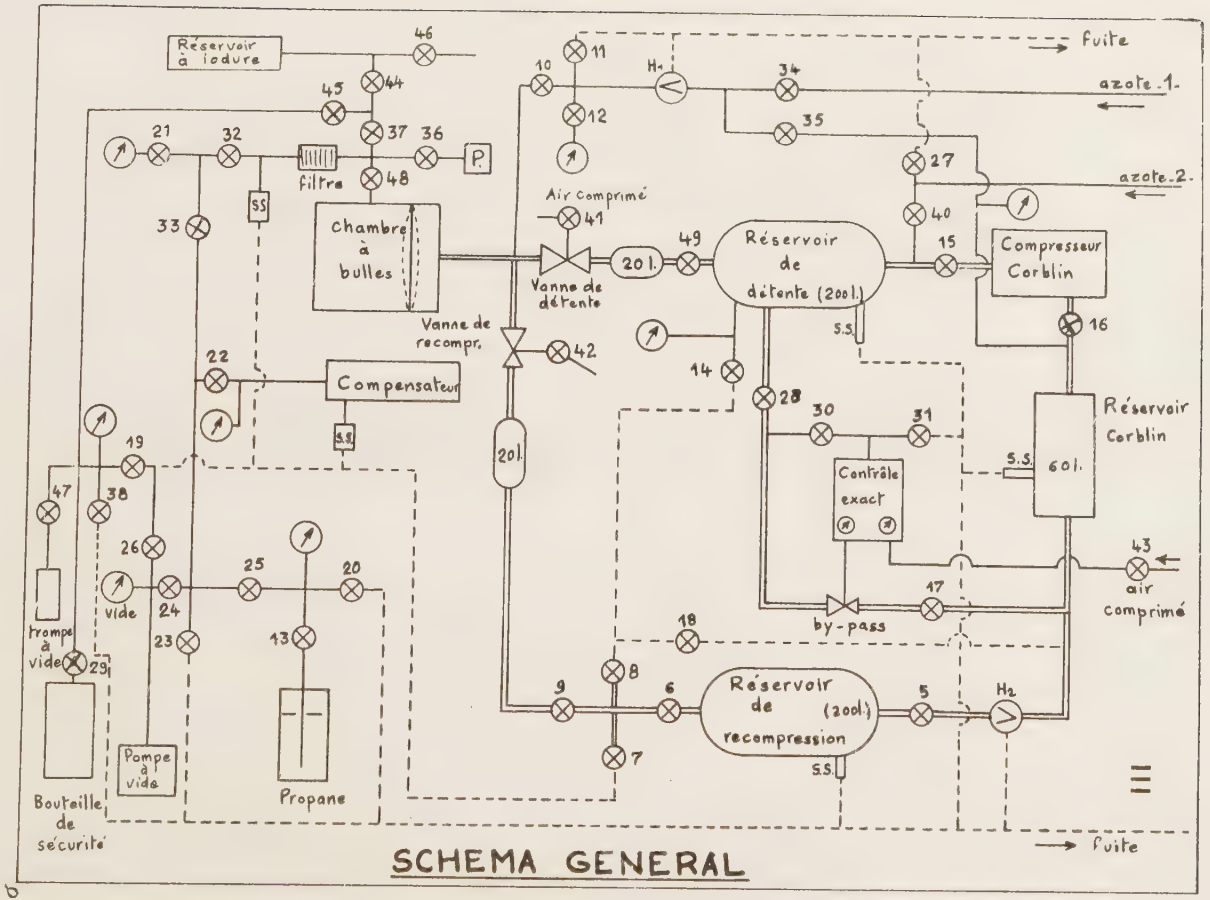


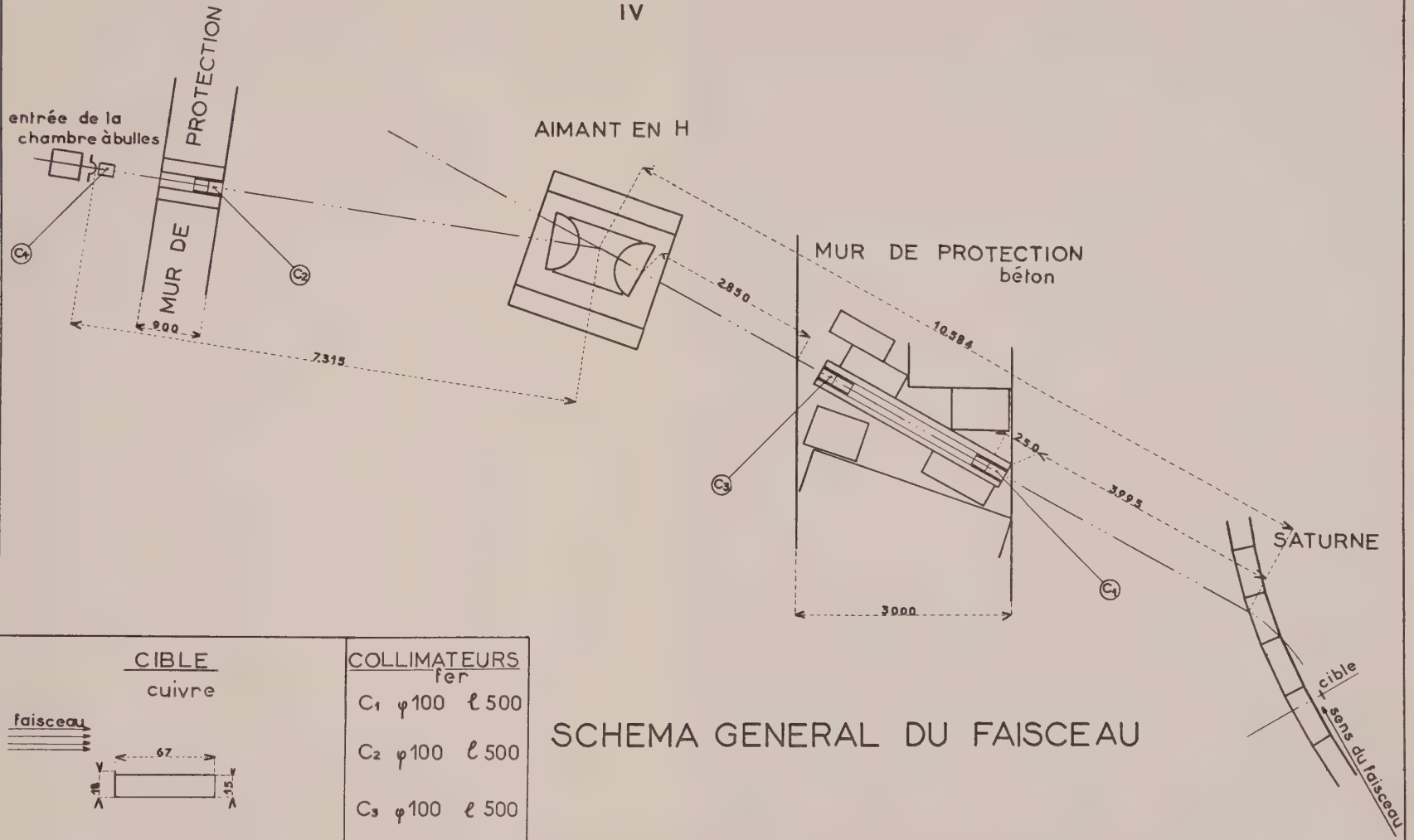
CHAMBRE
COUPE HORIZONTALE

- CHAMBRE A BULLES -

SCHEMA DE PRINCIPE




Réservoir à iodure
Fuite
azote 1
azote 2
Air comprimé
Vanne de détente
Vanne de recompr.
chambre à bulles
filtre
P.
SS
Compensateur
Réservoir de détente (20 l.)
Compresseur Corblin
Réservoir Corblin
60 l.
Contrôle exact
by-pass
Réservoir de recompression (20 l.)
air comprimé
Trompe à vide
vide
Pompe à vide
Bouteille de sécurité
Propane
SCHEMA GENERAL



CIBLE

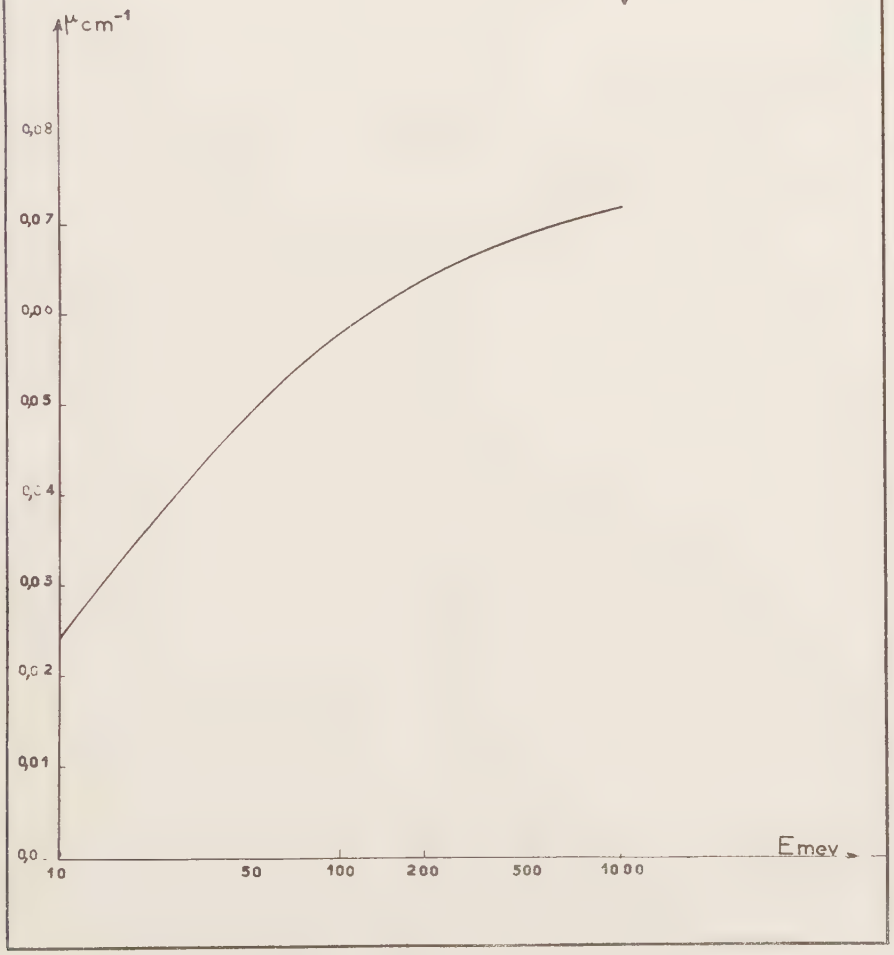
cuivre

COLLIMATEURS fer		
C_1	φ 100	ℓ 500
C_2	φ 100	ℓ 500
C_3	φ 100	ℓ 500
C_4	φ 75	ℓ 250

SCHEMA GENERAL DU FAISCEAU

V

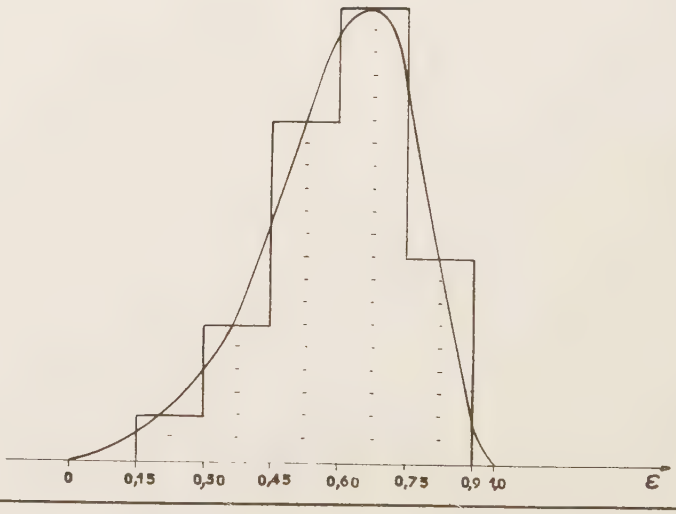
Probabilité de matérialisation par cm des rayons γ



Histogramme des ε

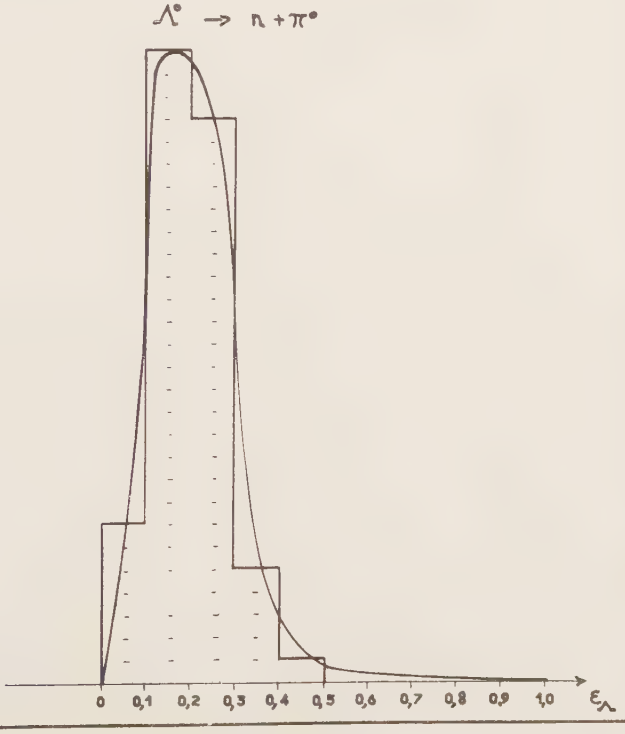
ε probabilité de matérialisation de deux γ au moins dans la désintégration

$$a_1^\circ \rightarrow \pi^\circ + \pi^\circ$$



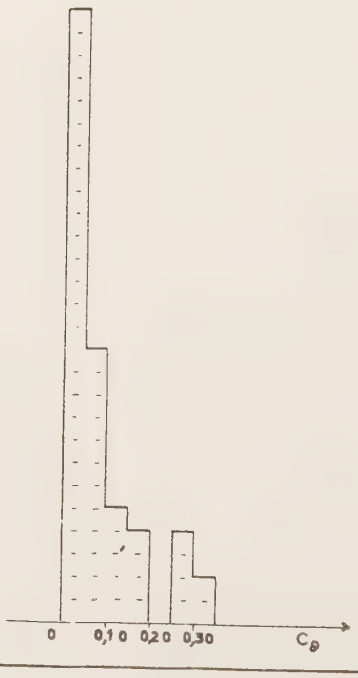
Histogramme des ε_Λ

ε_Λ = probabilité de matérialisation des deux γ dans la désintégration

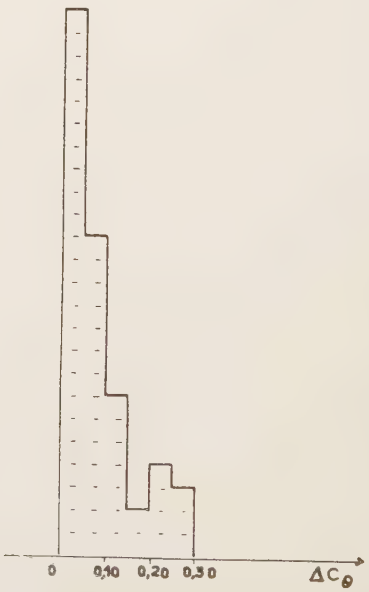


VIII

Histogramme C_φ



Histogramme ΔC_φ

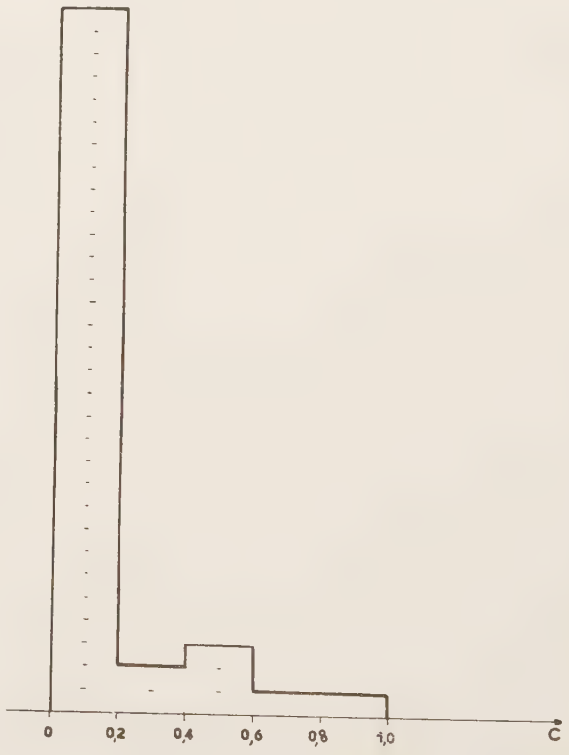


IX

Histogramme C_Λ
0
0,1
0,2
0,3
C_Λ
Histogramme ΔC_Λ
0
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
ΔC_Λ

X

Histogramme des coplanarités des V associés à un Z
aprés l'analyse dynamique



Histogramme des coplanarités des Λ associés à un z aprés l'analyse dynamique

Histogramme des coplanarités des Θ associés à un z aprés l'analyse dynamique

CONCLUSIONS

Le but de ce travail a été essentiellement, la mesure des rapports de branchement :

$$B_\Lambda = \frac{W\ (\Lambda \rightarrow n + \pi^\circ)}{W\ (\Lambda \rightarrow n + \pi^\circ) + W\ (\Lambda \rightarrow p + \pi^-)}$$

$$B_\theta = \frac{W\ (\theta_1^\circ \rightarrow \pi^\circ + \pi^\circ)}{W\ (\theta_1^\circ \rightarrow \pi^\circ + \pi^\circ) + W\ (\theta_1^\circ \rightarrow \pi^+ + \pi^-)}$$

Nous avons utilisé la méthode directe, dans laquelle le mode neutre est détecté par 2 γ au moins dans les désintégrations :

$$\Lambda^\circ \rightarrow n + \pi^\circ_{\searrow 2\gamma}$$

$$\theta_1^\circ \rightarrow \pi^\circ_{\searrow 2\gamma} + \pi^\circ_{\searrow 2\gamma}$$

La mesure a été faite dans une chambre à bulles de 34 × 24 × 20 cm contenant un mélange de propane et d'iodure de méthyle à égalité de volume.

(Densité 1,1 g/cm^3; longueur de radiation 10 cm).

Environ 100.000 photographies ont été prises dans un faisceau de π^- de 1,12 Gev/c du Synchroton Saturne à Saclay.

Les mesures de B_θ et de B_Λ sont basées sur les mêmes principes. La mesure de B_θ (par exemple) est faite de la manière suivante :

Dans les productions associées :

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^\circ + \theta^\circ$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^\circ + \theta^\circ$$

on compte le nombre de désintégrations neutres du θ_1° :

$$\theta_1^\circ \rightarrow \pi^\circ + \pi^\circ$$
$$\downarrow \quad \downarrow$$
$$2\gamma \quad 2\gamma$$

dans lesquelles 2 γ au moins se sont matérialisés, et le nombre de désintégrations chargées du θ_1° :

$$\theta_1^\circ \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

ces deux modes étant associés avec un Λ° identifié sous son mode de désintégration chargé. Les angles de désintégrations, les parcours des secondaires, et la coplanarité ont été utilisées pour la sélection et l'identification du Λ°.

Les films ont été dépouillés deux fois.

Les résultats sont corrigés du bruit de fond dû :

1°) aux traces parasites défléchies qui simulent un Λ° ;

2°) aux évènements dans lesquels le Λ° peut provenir de 2 origines, l'une donnant 2 γ par échange de charge.

Nous avons obtenu dans ces conditions :

- 16 désintégrations suivant le mode neutre du θ_1° ;
- 7 désintégrations suivant le mode neutre du Λ°.

Le nombre de désintégrations suivant le mode chargé a été corrigé pour les deux critères de sélection suivants :

1°) lignes de vol < 5 mm ;

2°) parcours des secondaires < 5 mm.

La probabilité d'observation ϵ du mode neutre (2 γ au moins) a été calculée au moyen du lot correspondant de désintégrations suivant le mode chargé. Pour ce dernier, on connaît les positions et les énergies des secondaires (π^+ et π^-) de la désintégration. On suppose avoir affaire à une désintégration en mode neutre ($\pi^\circ + \pi^\circ$) avec les mêmes caractéristiques géométriques et les mêmes énergies pour les π secondaires ; les angles dans le c.d.m. de la désintégration :

$$\pi^\circ \rightarrow 2\gamma$$

étant tirés au hasard, le calcul donne les caractéristiques géométriques et l'énergie de chaque rayon γ . La probabilité de matérialisation à l'intérieur du volume fiduciaire de la chambre en est déduite. Les probabilités de matérialisation des 4 γ de la désintégration neutre du θ_1° sont combinées pour donner ϵ .

On obtient ainsi :

$$\epsilon\ (\theta_1^\circ) = 0{,}620 \qquad \epsilon\ (\Lambda^\circ) = 0{,}191$$

Les résultats obtenus sur les rapports de branchement sont les suivants :

$$B_\Lambda = 0{,}28 \begin{matrix} +\,0{,}08 \\ -\,0{,}09 \end{matrix}$$

$$B_\theta = 0{,}26 \begin{matrix} +\,0{,}05 \\ -\,0{,}06 \end{matrix}$$

Les grands écarts des premiers résultats par rapport à ceux obtenus par la méthode indirecte, ne se retrouvent pas dans nos résultats. Ces derniers sont en accord avec des résultats obtenus par la méthode directe dans des conditions expérimentales analogues (Chambre à bulles à Xénon).

Notre résultat concernant B_Λ est compatible avec la valeur déduite de la loi :

$$|\overrightarrow{\Delta 1}| = 1/2$$

donne :

$$B_\Lambda = 0{,}335$$

Cette même loi :

$$|\overrightarrow{\Delta 1}| = 1/2$$

donne :

$$B_\theta = 0{,}336$$

Notre résultat concernant B_θ serait plutôt compatible avec un mélange d'une transition prépondérante $|\overrightarrow{\Delta 1}| = 1/2$ et d'une faible contribution $|\overrightarrow{\Delta 1}| = 3/2$, cette dernière pouvant rendre compte de la désintégration du θ^+ :

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^\circ$$

Dans ce cas B_θ est compris entre 2 limites :

$$0{,}289 < B_\theta < 0{,}386$$

REMERCIEMENTS

Je désire exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur L. Leprince-Ringuet, pour ses conseils et ses encouragements. L'esprit de sympathie et d'entente qui règne dans le laboratoire qu'il dirige a joué un rôle déterminant dans mon travail.

Monsieur A. Lagarrigue trouvera ici ma gratitude. Il a guidé mes travaux avec beaucoup de clairvoyance et par ses conseils et ses remarques, m'a grandement aidé dans ma formation générale.

Ce travail n'a été rendu possible que grâce à la participation de nombreuses personnes, qui se sont intéressées à l'ensemble de l'expérience.

Monsieur J. Six en particulier, a participé à la plus grande partie de ce travail. Je l'en remercie très vivement.

Madame V. Brisson, M. J. Six, Melle A.M. Saruis ont participé à l'analyse des résultats.

Messieurs Rousset, Bronicki, Sauteron ont collaboré à la conception de la chambre, MM. Queru et Carlino à la réalisation des plans, MM. Reposeur et Querel à la construction de la chambre. La mise en place du faisceau a été faite avec MM. Bloch et Six. M. Rançon a assuré la mise au point de l'Electronique, M. Mittner celle des projecteurs de dépouillement.

J'exprime à tous ma profonde reconnaissance pour leur sympathique et efficace collaboration.

Je remercie vivement MM. Hennessy et Baglin pour la mise au point du programme des calculs, MM. D'Andlau et Delphin pour la construction de l'appareil de mesure.

Je tiens à remercier également M. J. Crussard et M. A. Astier pour les conseils et les éclaircissements qu'ils m'ont apportés sur certains points particuliers.

Mes remerciements s'adressent à Melles A. M. Saruis, M. Ducros, M. Leplé, Mr. Marrel pour le dépouillement des photographies, et à MM. Chanal, Marrel, Schneider et Geoffroy pour les mesures.

Je remercie Melles N. Tisserand, L. Prisca, A.M. Vanhove M. Leplé pour l'amabilité et la rapidité avec lesquelles elles ont mis en pages mon texte.

Je tiens à exprimer mes remerciements au Commissariat à l'Energie Atomique, à l'ensemble du personnel du Département Saturne à Saclay, dirigés par M. Maillet. Les facilités que nous ont accordées les Services de MM. Levy-Mandel et Stickel, ont rendu possible la prise des photographies à Saclay.

Je tiens à adresser mes remerciements au Centre National de la Recherche Scientifique, grâce auquel a pu être effectué ce travail.

REFERENCES

1 - B. Rossi
High-energy particles - New-York - (1952)

2 - High-Energy Particle Data
Volume II - U.C.R.L. 2426 - (1957)

3 - J. Steinberger
Annual International Conference on High Energy Physics - C.E.R.N. - (1958)

4 - P. Roman
Theory of Elementary Particles - Amsterdam - (1960)

5 - E.V. Condon, G.H. Shortley
The theory of Atomic Spectra - Cambridge - (1953)

6 - L. Alvarez
Conference Internationale de Kiev - (1959)

7 - B. d'Espagnat, J.M. Jauch et Y. Yamaguchi
Strange Particles Physics - C.E.R.N. - (1959)

8 - A. Messiah
Mécanique Quantique - Paris - (1960)

9 - M. Fermi
Elementary Particles - Oxford University Press - (1951)

10 - M. Kamac
Review of Scientific Instruments - Vol. 22 nº 3 - (Mars 1961)

11 - J. Pérès
Mécanique Générale - Paris - (1953)

12 - B.P. Gregory
Remarks on Curvature and Angle Measurements in a Bubble chamber - Int. Rep. Brookhaven

13 - D.V. Bugg
Progress in Nuclear Physics - Bubble Chambers - Vol. 7 - (1959)

14 - W. Heitler
The Quantum Theory of Radiation - Oxford - (1944)

15 - A. Rousset
Thèses - Paris - (1957)

16 - R. l'Hermite
Résistance des matériaux - Paris - (1954)

17 - D.A. Glaser
Physical Review - Vol. 87 nº 4 - (15 Août 1952)

18 - D.A. Glaser
Physical Review - Vol. 102 nº 2 - (15 Avril 1956)

19 - Alyea, Ed., L.R. Gallagher, J.H. Mullins and J.M. Team
Nuovo Cimento - Vol. 6 nº 6 - (1957)

20 - F. Eisler, R. Plano, N. Samios, M. Scharwtz, and J. Steinberger
Nuovo Cimento - Vol. 5 nº 6 - (1957)

21 - E. Boldt, H. Bridge, D. Caldwell, and Y. Pal
Physical Review - Vol. 112 nº 5 - (1 Décembre 1958)

22 - F.S. Crawford, M. Cresti, R.L. Douglass, M.L. Good, G.R. Kalb, G.R. Kalbfleish, M.L. Stevenson, and H.K. Ticho
Physical Review Letters - Vol. 2 nº 6 - (15 Mars 1959)

23 - J.L. Brown, H.C. Bryant, R.A. Burnstein, D.A. Glaser, R.W. Hartung, J.A. Kadyk, D. Sinclair, G.H. Trilling, J.C. Vander Velde, and J.D. Van Putten.
Physical Review Letters - Vol. 3 nº 12 - (15 Décembre 1959)

24 - S. Okubo, R.E. Marshak, E.C.G. Sudarshan, W.B. Teutsch, and S. Weinberg
Physical Review - Vol. 112 nº 2 - (15 Octobre 1958).

25 - T.D. Lee and C.N. Yang
Physical Review - Vol. 105 nº 5 - (1er Mars 1957)

26 - R.P. Feinman and M. Gell-Mann
Physical Review - Vol. 109 nº 1 - (1er Janvier 1958)

27 - R.H. Dalitz
Review of Modern Physics - Vol. 31 nº 3 - (Juillet 1959)

28 - M. Gell-Mann
Nuovo Cimento - Vol. 3 nº 3 - (1er Mars 1957)

29 - S.B. Treiman
Nuovo Cimento - Vol. 15 nº 6 - (16 mars 1960)

30 - R.H. Dalitz
Process Physical Soc. - Londres A 69 (527) - (1956)

31 - B. d'Espagnat, J. Prentki, A. Salam
Nuclear Physics - Vol. 5 nº 3 - (Février 1958)

32 - G. Wentzel
Physical Review - Vol. 101 nº 3 - (1er Février 1956).

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION 5

PREMIERE PARTIE

CHAPITRE I - Lois de sélection du spin isotopique 7

DEUXIEME PARTIE

CHAPITRE II - Méthodes de mesures et résultats expérimentaux antérieurs 17

CHAPITRE III - Dispositif expérimental : Chambre et Annexes 21

CHAPITRE IV - Dispositif expérimental : Faisceau 36

CHAPITRE V - Dépouillement et sélection de photographies . 47

CHAPITRE VI - Mesure des évènements 52

TROISIEME PARTIE

CHAPITRE VII - Calcul de la probabilité d'observation du mode neutre 57

CHAPITRE VIII - Analyse des résultats 65

CHAPITRE IX - Calcul des rapports de branchements et discussion des résultats 74

Types d'évènements utilisés dans les mesures - Planches 77

Résumé de l'étude expérimentale - Conclusions 99

Remerciements 103

Références 107

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

"Méthode de séparation des masses à très haute énergie".

Vu et approuvé :

Paris, le 14 Décembre 1960

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. PERES

Vu et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean SARRAILE

SAMACETA - 92, RUE DE RICHELIEU - PARIS